



TITLE:

マイクロ波フェライトサーキュレータの比帯域幅に関する工学的研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

岡村, 宗治

CITATION:

岡村, 宗治. マイクロ波フェライトサーキュレータの比帯域幅に関する工学的研究. 京都大学, 1976, 工学博士

ISSUE DATE:

1976-01-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.r2947>

RIGHT:

マイクロ波フェライトサーキュレータの
比帯域幅に関する工学的研究

昭和50年4月

岡村 宗治

マイクロ波フェライトサーキュレータの
比帯域幅に関する工学的研究

昭和50年 4 月

岡 村 宗 治

DOC
1975
13
電気系

内 容 梗 概

マイクロ波帯では、信号の高品質伝送、機器の安定動作を実現するため、非可逆伝送特性を示すフェライトサーキュレータが広く実用に供されている。本論文は、VHF, UHF帯などの低マイクロ波域で使われる集中定数形サーキュレータ、および広帯域性に特徴のあるストリップ線路サーキュレータを対象にとりあげ、比帯域幅に着目して、各種の実現形式を比較検討し、設計理論を考究した。

第1章では帯域幅に重点をおいたサーキュレータの設計法の確立が必要とされた背景、およびサーキュレータ設計の性能指数として比帯域幅をとることの妥当性を明らかにした。第2章ではSパラメータを用いたサーキュレータの回路論的考察を行ない、サーキュレータ設計のための必要条件および十分条件を導出した。第3章はサーキュレータの性能限界を決める材料的制約、すなわち、フェライト材料の特性を論じた。ここでは、非可逆伝送特性に主役を演じるフェライトの円偏波磁界に対する透磁率を検討した。第4章では、まず種々な回路形式の集中定数形サーキュレータについて個々に比帯域幅を求めた後、中点容量性接地並列共振形サーキュレータにおいて、素子値を最適化すれば、40%以上の比帯域幅を実現する可能性があることを導びいた。第5章では、ストリップ線路サーキュレータを取扱い、実験的にフェライト装荷接合部の固有値の周波数依存性を明らかにし、一段の四分の一波長変成器と組合せて20~30%の比帯域幅が得られること、さらに、二段の変成器と組合せて60%以上のオクターブバンドサーキュレータが実現されることを述べた。第6章では、フェライト装荷ストリップ線路接合部の数式モデルを導びいたのち、電子計算機を用いて各設計パラメータのサーキュレータ特性におよぼす効果の計算、および、比帯域幅の最適化計算を行ない、周波数で正規化した磁化パラメータの重要性、および、第5章に記述した実験的成果の正しさを立証した。

これらの成果は、どの周波数帯でも有効なことは実験的にも確認され、本研究に基づくこれらの広帯域サーキュレータは各種放送機器、レーダ装置、無線システム、マイクロ波中継機等に実用化されている。結びでは、以上本論で得られた結果をまとめるとともに、残された問題点についても述べている。

目 次

まえがき	1
第1章 マイクロ波フェライトサーキュレータ研究の背景	3
1.1 サーキュレータとその歴史	3
1.2 性能指数（比帯域幅）	6
第2章 サーキュレータの回路論的考察	10
2.1 S行列解析	10
2.2 サーキュレータの条件	12
2.3 サーキュレータの合成	14
2.4 真性入力インピーダンス	18
第3章 フェライト材料の考察	21
3.1 種類と定数	21
3.2 円偏波透磁率	22
3.3 サーキュレータの動作原理	27
3.4 フェライトの動作領域	29
3.4.1 低磁界動作	29
3.4.2 共鳴以上の動作	31
第4章 集中定数形サーキュレータ	33
4.1 並列共振形集中定数サーキュレータ	33
4.1.1 構造	33
4.1.2 素子値	34
4.2 直列共振形集中定数サーキュレータ	36
4.2.1 素子値	36
4.3 比帯域幅	37
4.3.1 共鳴以上の動作	37
4.3.2 低磁界動作	40
4.4 フェライト内部の磁界分布	43
4.5 その他の形式	47
4.5.1 中点短絡直列共振形サーキュレータ	48

4.5.2	中点開放並列共振形サーキュレータ	49
4.5.3	中点容量性接地並列共振形サーキュレータ	50
4.5.4	マイクロ波集中定数サーキュレータ	53
4.6	広帯域化の手法	55
第5章	ストリップ線路サーキュレータ	60
5.1	接合部の等価回路と外部Q	60
5.2	四分の一波長変成器付きサーキュレータ	64
5.2.1	設計手順	65
5.2.2	サーキュレータの特性インピーダンス	68
5.2.3	実験結果	70
5.3	オクターブバンドサーキュレータ	77
5.3.1	固有値の位相角	77
5.3.2	多重反射を除いた入力アドミタンス	79
5.3.3	二区間インピーダンス変成器	79
5.3.4	実験結果	82
5.4	マイクロストリップサーキュレータ	84
第6章	サーキュレータの電算機設計	86
6.1	接合部の数式モデル	86
6.1.1	一様伝送線路モデル	86
6.1.2	連分数モデル	86
6.1.3	電磁界解析モデル	88
6.2	シミュレーションプログラムと数値解析	94
6.3	最適化プログラム	96
6.4	計算結果	98
6.4.1	固有値の位相角	98
6.4.2	各パラメータの効果	101
6.4.3	各パラメータの相互関係	102
6.4.4	一段変成器を用いた場合	107
6.4.5	二段変成器を用いた場合	109

結 び	114
謝 辞	117
参考文献	118
付 録	122
著者発表論文目録	126

ま え が き

本論文はマイクロ波フェライトサーキュレータの設計理論，とくにその帯域幅改善および電算機設計化の検討，実験結果との対比などについて，筆者が昭和41年来行なった研究の結果を記述したものである。ここでとりあつかったサーキュレータは小形に特徴のある集中定数形サーキュレータと広帯域性に優れたストリップ線路サーキュレータとである。本論文の構成は，第1章マイクロ波フェライトサーキュレータ研究の背景，第2章サーキュレータの回路論的考察，第3章フェライト材料の考察，第4章集中定数形サーキュレータ，第5章ストリップ線路サーキュレータ，第6章サーキュレータの電算機設計，および結びよりなりたっている。

ここでは，本論文の構成と各章の要点を説明する。第1章は帯域幅に主眼を置いた広帯域サーキュレータ設計法の確立が必要とされた背景，およびサーキュレータ設計の良さを表わす性能指数として比帯域幅をとるべきであることを述べた。第2章はサーキュレータの基礎理論として，Sパラメータを用いた伝送線路接合部の回路論的取扱い，サーキュレータを実現する条件のSパラメータ表示を導びき，サーキュレータ合成のための必要十分条件について論じた。第3章はサーキュレータの性能限界を決める材料的制約，すなわち，フェライトの材料定数の範囲，円偏波透磁率の直流バイアス磁界に対する振舞い，および磁気共鳴磁界の上下におけるサーキュレータのバイアス磁界動作領域について述べた。将来重要となると考えられる接合形サーキュレータの概念的な動作原理にも言及した。第4章では集中定数形サーキュレータの各種の回路構成を述べてから，各々の形式について中心周波数で正規化した磁化の関数として比帯域幅を求め，比較した。マイクロ波集積回路に適した，アルミナ基板にマウントする形式のマイクロ波帯集中定数サーキュレータについても述べ，広帯域化の手法も記述した。第5章ではストリップ線路サーキュレータを取扱い，フェライト装荷接合部の特性を解明し，四分の一波長変成器と組合せた広帯域サーキュレータの設計理論と，その延長線上に得られるオクターブ帯域のサーキュレータについて，実験的側面を主体とした記述を行なった。第6章は従来の実験的試行の繰返しに頼っていたサーキュレータの開発を電子計算機による数値解析におきかえ，サーキュレータの設計を迅速かつ経済的にする目的で，サーキュレータの電算機設計を試みた。まず，広帯域にわたって有効な接合部の数式モデルを求め，シミュレーションによって各設計パラメータの効果を調べた後，四分の一波長変成器を用いた広帯域サーキュレータについて設

計パラメータの最適化計算を行ない，正規化された磁化と各パラメータの最適値との関係式を求めた。さらに，2区間の変成器を用いたオクターブ帯域サーキュレータの性質を解明した。結びでは以上の諸章をまとめて，今後に残された問題および将来のサーキュレータの方向を考察した。以上の各章にわたってサーキュレータの設計をその比帯域幅に着目して統一的に論じ，実際と定性的によく一致する結果を得た。もれ電磁界を解析にとり入れる等近似度を高めることにより，サーキュレータの設計がフィルタ等と同様に直載的に行ない得るものと考えられる。

第1章 マイクロ波フェライトサーキュレータ研究の背景

1.1 サークュレータとその歴史

マイクロ波技術はレーダと無線通信の分野で現代社会を支える技術の重要な一領域である。マイクロ波フェライトデバイスはフェーズドアレーを含む各種のレーダや移動および固定の無線通信機器、さらに宇宙通信機器、これらに関連したマイクロ波測定器などの構成部品の一つとして、マイクロ波技術と共に発展してきた。その歴史は1952年に発表されたHoganの研究⁽¹⁾に始まる。フェライトのマイクロ波領域における大きなファラデー効果を利用したアイソレータ、サーキュレータがこのときすでに提案されている。以来、フェライトデバイスはそのユニークな非可逆伝送特性によってマイクロ波機器に広く実用されてきた。

フェライトデバイスはきわめて多様な実現形式とその断えざる進歩によって特徴づけられる。Hogan以来20年余を経た現在もなお技術的進展がみられ、周波数領域の拡大、低損失化、大電力化等の努力が続けられている。しかし、一方、最も多用されている接合形サーキュレータをとりあげてもその設計は数多くの試行を経るのが通常で、他のマイクロ波機器と同様、明解な回路論的取扱いと実際の設計技術とが結び付かず、多くの理論をもてあまし気味で、さながら群盲象を撫づが如き様相を呈している⁽²⁾というのが設計の場における実状である。しかし、数多くの研究結果と実用化された成果のあとをたどり、整理すると、そこに技術の中心となる流れを見出すことができない訳ではない。この観点から本研究は広帯域サーキュレータの設計理論を確立する目的で実施された。

フェライトデバイスの主たる用途は負荷からの反射波を吸収して、発振器、増幅器などを安定に動作させるアイソレータと負性抵抗増幅器など2端子素子に対する信号の流れを単方向化するサーキュレータである。サーキュレータはその一端を抵抗終端することによってアイソレータにもなるから、最も基本的なフェライトデバイスといえよう。サーキュレータはそのユニークな受動非可逆伝送特性を特徴として数十MHzからミリ波領域にわたって^{(3), (4)}広く実用に供されている。ここで受動とは何等直流電力の供給を要しないということである。非可逆伝送特性とは非相反回路と称してもよい、いわゆる多端子対回路において相反定理が適用できないことを意味している。より具体的に述べると、サーキュレータは図1.1のような記号で表わされ、円内の矢印で示した順方向端子間においてのみ信号が低損失で伝送される性質を有している。すなわち図1.1(a)では端子①から入射した信号は端

子②に現われ、端子②から入射した信号は端子③に現われ、端子③から入射した信号は端子①に現われる。図 1.1 (b)に示した 4 端子対サーキュレータについても同様である。さらに拡張すれば n 端子対サーキュレータも概念的に考えられるが、たとえば 4 端子対サーキュレータは図 1.2 に示したように 2 個の 3 端子対サーキュレータを結合して構成される。一方、2 端子対サーキュレータは無意味であるから、3 端子対サーキュレータが最も基本的な形態である。したがって本研究においては 3 端子対サーキュレータのみ考究されている。

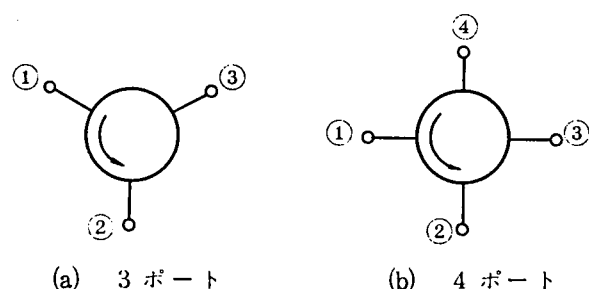


図 1.1 サークュレータの記号

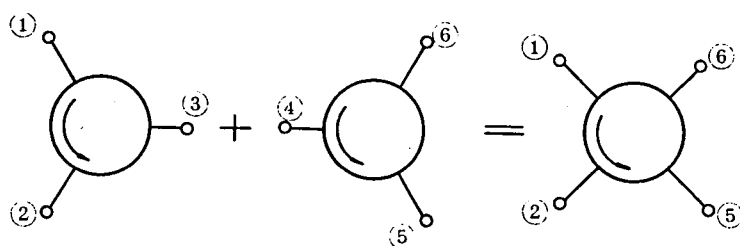
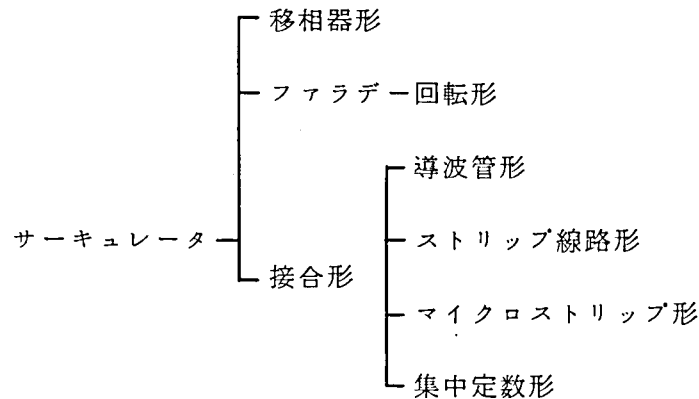


図 1.2 4 ポートサーキュレータの構成

サーキュレータはその端子数による差異の他に、動作原理に基づいて表 1.1 のように分類される。移相器形サーキュレータは 1954 年にすでに Chait⁽⁵⁾によって報告されているが、フェライト非可逆移相器と 3 dB ハイブリッドとを組合せて構成され、電力容量が大きい特徴がある反面、形状が大きくなる。つぎのファラデー回転形サーキュレータは、C.L. Hogan の発見したマイクロ波のフェライト媒質中における大きなファラデー効果をそのままデバイス化した歴史的意義の大きなサーキュレータである。しかし、ファラデー回転は円形導波管内のフェライト棒で生起し、サーキュレータを構成するには直交偏波分離回路を必要とするので、やはり寸法が大きい。これらに比べると、接合形サーキュレータは、

表 1.1 サークュレータの種類



まず導波管形が1958年頃に開発されたが、表 1.1 にも示したように、いずれの伝送線路を用いても実現できるばかりでなく、小形で高性能であるから、現在では最も広範に実用されている。この点で、本研究はその対象を接合形サーキュレータに限定して考究された。

ストリップ線路サーキュレータは1960年に初めてMilano⁽⁸⁾他によって発表された。伝送線路としてストリップ線路はTEM波を基本波としており、導波管のような遮断周波数がなく、線路自体の周波数分散特性を示さない。したがって、ストリップ線路サーキュレータの性能、とくにその周波数帯域幅は用いるフェライト材料によってのみ制限され、フェライトサーキュレータの究極的な性能限界はストリップ線路サーキュレータにおいて実現されるものと考えられる。本研究はこのストリップ線路サーキュレータを主たる対象として取扱った。マイクロストリップ線路サーキュレータは1967年、Hershenov⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾により実現された。マイクロストリップ線路は誘電体基板の誘電率が大きいとき、伝送波の放射損失が少なく、実用上十分な精度で近似的にTEM線路として扱える。したがって、マイクロストリップ線路サーキュレータもストリップ線路サーキュレータの変形として扱うことができる。とくに近年、進歩の著しいマイクロ波集積回路との構造的適合性にその価値が大きく、マイクロストリップサーキュレータもストリップ線路サーキュレータの一部として取上げた。⁽¹¹⁾

最近のマイクロ波技術の進歩は固体化と集積化による回路の著しい小形化に認められる。しかし、サーキュレータの場合、広帯域化は一般に外部補償回路の付加によってなされ、形状寸法の増加は避けられぬものと考えられている。⁽¹²⁾この壁を越え、小形広帯域性を同時に実現するにはもとのフェライト装荷接合部そのものの小形化、広帯域化が大切である。

小形化にとくに有効なのは回路の集中定数化であり、1965年、⁽¹³⁾ 小西により初めて提案された。

集中定数形サーキュレータはストリップ線路サーキュレータを誘導性の非可逆結合インダクタンスと容量性の同調キャパシタとに分離して集中定数化したもので、周波数の低いVHF、UHF帯のサーキュレータをきわめて小形化したばかりでなく、サーキュレータの本質的性質を明らかにする上でも興味ある対象であるのでかなり詳しく取扱った。まず本研究では集中定数化小形サーキュレータの比帯域幅を種々な回路構成について検討した。この比帯域幅の追求と綾なすものはサーキュレータ作用の物理的意味の把握である。サーキュレータの原理はファラデー効果の利用に始まったが、接合形サーキュレータの発見以来、接合部を共振器とみなす取扱いが重視される傾向が強い。しかし、一層の広帯域性を実現するにはふたたび進行波の偏向という電磁波伝播現象に立ち戻って考える必要がある。一たん、分布定数系として扱った上で、集中定数化しなければ、サーキュレータの広帯域特性を保ったまま小形化するのは困難と考えられる。この意味で本研究の後半においては電算機を用いた数値解析手法を使って、分布定数系に属するストリップ線路サーキュレータの帯域幅を考究した。

1.2 性能指数（比帯域幅）

サーキュレータの典型的な電気的特性を図1.3(a)、(b)に示したが、この図からも明らかなように、実際のサーキュレータの伝送特性には必ず周波数依存性があり、サーキュレータ特性はある中心周波数の近傍においてのみ実現される。周波数が中心周波数から離れるにしたがってインピーダンス整合がくずれてVSWRが大きくなる。そう入損失は増加し、アイソレーションは次第に減少する。サーキュレータの使用周波数帯域は通常、定在波比（VSWR）1.2以下、アイソレーション20dB以上によって規定される。サーキュレータの電気的特性を表わす値としてはVSWR、そう入損失のほかに周波数帯域幅、電力定格などがある。使用可能温度範囲、寸法重量なども性能指数の一つといえることができる。フィルタとか増幅器とかいずれのデバイスにおいても同様だが、サーキュレータの設計の良さを一つの数値で代表して表現できれば便利である。サーキュレータは、フェライト材料の開発に助けられてその適用周波数範囲が広がってきたが、一方では与えられた材料を用いてその性能を最大限に発揮させる設計技術が重要である。問題は何かをもってサーキュレータの代表性能とするかである。筆者はここ数年来無線通信機器や放送機器に実装するサ

ーキュレータの開発に携さわってきたが、その間を通じてつねに共通して要求されるのが、
広帯域性と小形軽量性とであった。

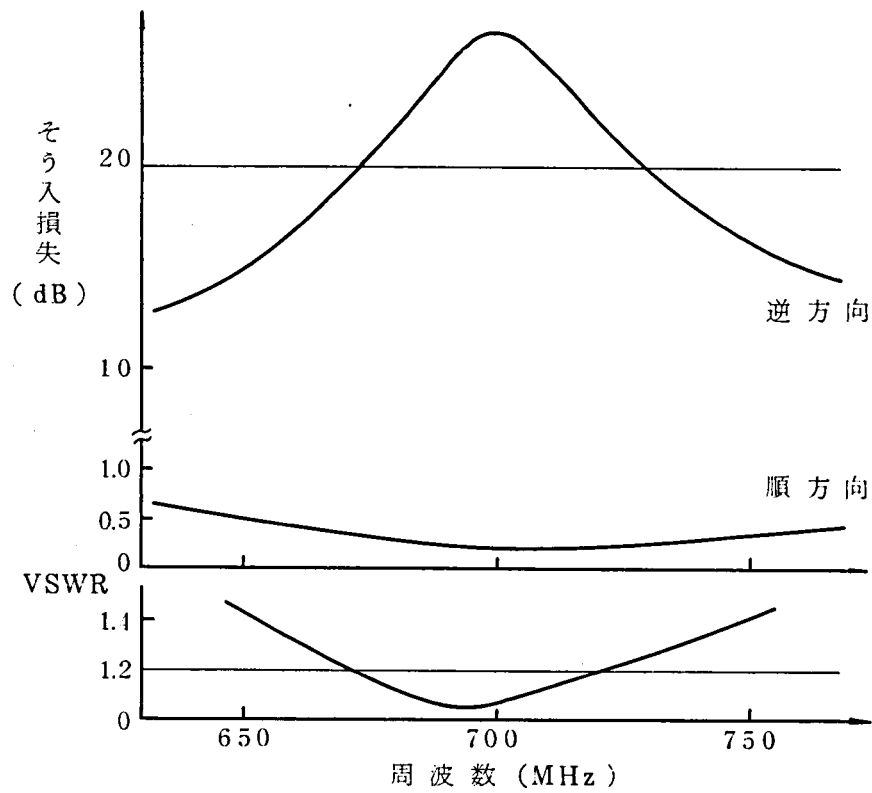


図 1.3 (a) サークュレータの電気的特性
(UHF帯における一例)

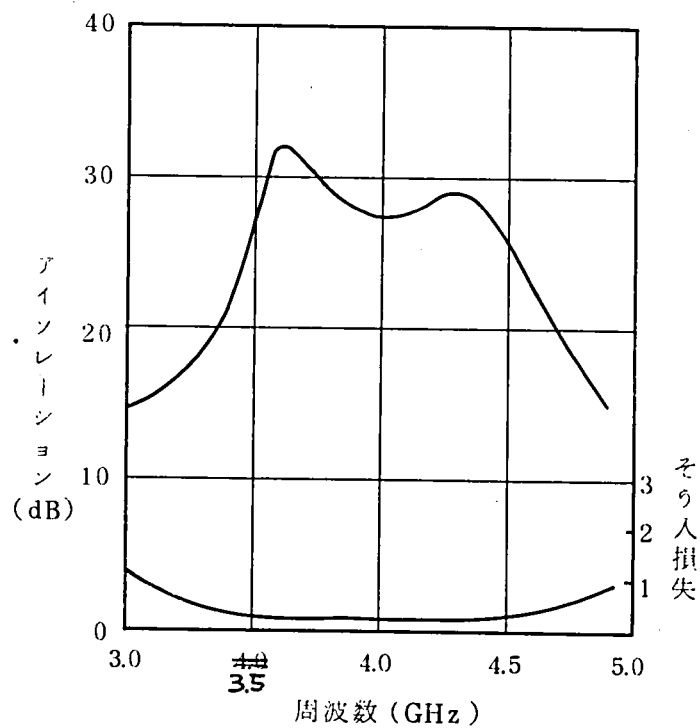


図 1.3 (b) サークュレータの電気的特性
(SHF帯における一例)

サーキュレータ開発の初期においてはサーキュレータの性能指数として中心周波数におけるアイソレーション (dB) とそう入損失 (dB) の比が用いられた。⁽²⁾ この定義は磁気共鳴点にバイアス磁界を設定した共振形アイソレータには適切な指数といえる。この場合、導波管内のフェライト部分に正または負の一方だけの円偏波磁界をいかに有効に発生するかという設計の良さが性能指数を決めるからである。そして、共振形アイソレータを単に縦続接続しただけではアイソレーションが2倍になっても同時にそう入損失も2倍となって性能指数は変わらない。しかし、このような定義をサーキュレータに適用するのは正しくない。たとえば、サーキュレータのアイソレーションは抵抗終端される端子対のインピーダンス整合によって決まり、ほとんどゼロに等しい電圧反射係数のわずかな変化によって著しく変動するため、個々のサーキュレータに特有の性能指数として採用できない。しかも、Auld 等の S 行列を用いた理論的研究⁽¹⁴⁾ によってサーキュレータの設計は単なる整合問題にすぎないことが明らかにされ、任意の点周波数においてはサーキュレータ特性の実現がきわめて容易かつ確実に可能となっている。また、アイソレーションは整合によって決まるのに対し、そう入損失はフェライト材料の損失によって支配されるから、インピーダンス整合と材料定数との換算ができない限り、異質の項の比較となり、従来の性能指数は材料特性を含むので、そのまゝ回路設計の良さを示す性能指数としてみなすことができない。

応用上のことを考えるとサーキュレータの第3端子を抵抗終端して得られるアイソレータは、抵抗性減衰器の代わりに低損失バッファとして用いられることがきわめて多い。したがって、その使用可能周波数帯域は抵抗減衰器のそれに近付くことが望まれる。この意味でサーキュレータの性能指数は一定の規格、たとえば、VSWR 1.2 以下といった特性を満足する比帯域幅をとるのが適当である。実際、より大きな比帯域幅を得ようとすれば、それだけ複雑な整合回路が必要となり、比帯域幅は設計の良さをそのまゝ反映している。実用的なサーキュレータにおいては通常そう入損失が 0.5 dB 以下ときわめて小さく、この場合、理論的にも証明されている通り、VSWR とアイソレーションとは 1 対 1 の対応があるから、 $VSWR < 1.2$ という条件は、アイソレーション 20 dB 以上という規格で置きかえることもできる。そこで、本研究においては、サーキュレータの性能指数としてアイソレーション 20 dB 以上の比帯域幅を用いることを提案し、サーキュレータの回路設計の個々について実現できる比帯域幅の限界を追求した。

サーキュレータの性能指数として考慮すべきもう一つの条件はサーキュレータの大きさ

である。実験的に開発された数多くのサーキュレータは比帯域幅の増加と共にそれに比例して外形寸法が増大する傾向を示している。したがって、サーキュレータの性能指数は比帯域幅を、波長で正規化したサイズで除した値をとるのがより高度の定義といえるが、広帯域性と小形化を同時に満足する設計はまだ容易ではなく、今後に残された課題の一つである。

第2章 サークュレータの回路論的考察

サーキュレータの電気的特性を記述するものとして、そう入損失、VSWR、アイソレーションが挙げられる。さらに付加的な条件として、以上の量が規定される周波数範囲、電力レベル、周囲温度などを指定する必要がある。より高性能なサーキュレータを実現するには個々の要素を一つ一つ検討しなければならないが、サーキュレータの性能指数として比帯域幅をとり、その性能限界を追求する立場からは、サーキュレータの特性を記述する三つの基本量、そう入損失、VSWR、アイソレーションの相互関係を明らかにし、できれば一つの量で代表させることが望ましい。以下、本章では、これら三つの基本量の数学的な取扱いによってその相互関係を検討し、サーキュレータの解析から出発して、サーキュレータの設計に有用な合成の条件を考究する。

2.1 S行列解析⁽¹⁴⁾

もつとも基本的な3端子対サーキュレータの一般的な実現形態は三つの伝送線路、たとえば図2.1のように方形導波管をたがいに120度の角度をなすように放射状に対称に組合せた接合部の中心にフェライト円板を装荷し、これに導波管の外部から直流バイアス磁界 H_{dc} を加えたものである。このような多端子対回路の伝送特性はS行列を用いて解析される。図2.2において端子対①、②、③の入射電圧、反射電圧をそれぞれ、 $a_1, a_2, a_3; b_1, b_2, b_3$ とおくと、サーキュレータのS行列は

$$b = Sa \quad (2.1)$$

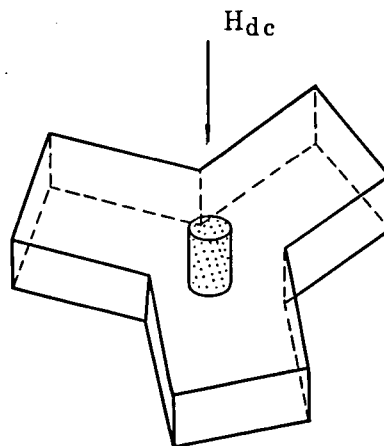


図2.1 導波管形3端子対サーキュレータ

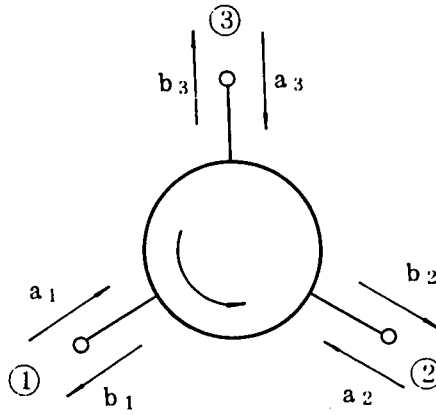


図 2.2 サーキュレータの入射波と反射波

で定義される。ただし,

$$\mathbf{a} = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{b} = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

対称性を仮定すると,

$$\left. \begin{aligned} S_{11} &= S_{22} = S_{33} \\ S_{12} &= S_{23} = S_{31} \\ S_{13} &= S_{21} = S_{32} \end{aligned} \right\} \quad (2.3)$$

であるから,

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{13} & S_{11} & S_{12} \\ S_{12} & S_{13} & S_{11} \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

ここで, S_{11} は各端子での電圧反射係数, S_{12} は端子対②→①間の電圧伝達係数, S_{13} は端子対③→①間の電圧伝達係数である。接合部が無損失であると, \mathbf{S} 行列はユニタリ性を示し,

$$\left. \begin{aligned} |S_{11}|^2 + |S_{12}|^2 + |S_{13}|^2 &= 1 \\ S_{11}S_{12}^* + S_{12}S_{13}^* + S_{13}S_{11}^* &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.5)$$

したがって, いま完全なサーキュレータが得られたものとして $|S_{13}|=1$ となったとすると, $S_{11}=S_{12}=0$ となる。逆に $S_{11}=0$ とすると, $S_{12}=0$, $|S_{13}|=1$, または $S_{13}=$

0, $|S_{12}| = 1$ となる。 $|S_{12}| = 1$ と $|S_{13}| = 1$ とはたがいに逆まわりのサーキュレータ特性を表わしている。すなわち、回転方向に任意性は残るものの、 $S_{11} = 0$ はサーキュレータの必要十分条件となっている。すなわち、対称3分岐Y形接合回路においてサーキュレータ特性実現のための必要十分条件は各端子の整合条件に他ならない。したがってサーキュレータの調整はインピーダンス整合にほかならず、二つの独立なパラメータの調整によって行なえることになる。たとえば、図2.1の構造の導波管形サーキュレータにおいてはフェライトの直径と直流バイアス磁界の強さを変えてサーキュレータ特性を得ることができる。直径を固定して周波数を可変してもよい。この場合はどのような大きさのフェライトを接合部に入れてもただ直流磁界を変えるだけでいずれかの周波数でサーキュレータ特性を実現できることが保証される。このことはS行列解析の大きな成果である。

つぎに、Y接合部が無損失ではあるが、そのSパラメータがサーキュレータの条件からわずかにずれている状態を考える。 $|S_{13}| \approx 1$ を(2.5)に入れて、

$$|S_{11}| \approx |S_{12}|, \quad |S_{13}|^2 \approx 1 - 2|S_{11}|^2 \quad (2.6)$$

を得る。この式は入力端子の反射損失とアイソレーションが相等しいこと、すなわち入力端子のVSWRとアイソレーションが1対1の対応を示すことを意味している。すなわちサーキュレータの条件として入力インピーダンスの整合のみ考えればよいという状況は、完全なサーキュレータの条件からやゝずれた場合にも勿論近似的に成立する。

2.2 サークュレータの条件⁽¹⁵⁾

本節では、Sパラメータで表現したサーキュレータの条件 $S_{11} = 0$ をさらに対称成分に分解して考察する。いま、(2.4)式で表わされる対称Y接合部のS行列に対して、

$$a_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad a_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ e^{j\alpha} \\ e^{-j\alpha} \end{pmatrix}, \quad a_{-1} = \begin{pmatrix} 1 \\ e^{-j\alpha} \\ e^{j\alpha} \end{pmatrix}, \quad \alpha = \frac{2\pi}{3} \quad (2.7)$$

とおくと、

$$S a_i = S_i a_i, \quad i = 0, 1, -1 \quad (2.8)$$

が成立するから、 a_0, a_1, a_{-1} は固有ベクトルである。固有ベクトル a_0 は各端子の同相励振電圧を表わしているから同相励振と呼ばれる。 a_1, a_{-1} はそれぞれ各端子の電圧が正、あるいは逆方向に120度ずつ位相のずれた励振電圧を意味しているから、正相、および逆相励振と称する。固有値 S_i は各固有ベクトルに対して、(2.8)式から

$$\left. \begin{aligned} S_0 &= S_{11} + S_{12} + S_{13} \\ S_1 &= S_{11} + S_{12}e^{j\alpha} + S_{13}e^{-j\alpha} \\ S_{-1} &= S_{11} + S_{12}e^{-j\alpha} + S_{13}e^{j\alpha} \end{aligned} \right\} \quad (2.9)$$

なる関係式で与えられる。逆に固有値 S_0, S_1, S_{-1} が与えられると、(2.9)を解いて、

$$\left. \begin{aligned} S_{11} &= \frac{1}{3} (S_0 + S_1 + S_{-1}) \\ S_{12} &= \frac{1}{3} (S_0 + S_1e^{-j\alpha} + S_{-1}e^{j\alpha}) \\ S_{13} &= \frac{1}{3} (S_0 + S_1e^{j\alpha} + S_{-1}e^{-j\alpha}) \end{aligned} \right\} \quad (2.10)$$

を得る。したがって、各端子の整合条件であるサーキュレータ条件 $S_{11} = 0$ は、

$$S_0 + S_1 + S_{-1} = 0 \quad (2.11)$$

となる。接合部が無損失であると S 行列の固有値 S_i の振幅はつねに 1 であり、 S_i はスミス図表の円周上にある。このとき、(2.11)式で表わされるサーキュレータ条件は各 S_i がスミス図表の外円周上でたがいに 120 度の間隔で配列することと等価である。ただし、 S_0 に対し、 S_1, S_{-1} の順序関係が入れ換わると、図 2.3 に示したようにサーキュレータの回転方向も逆転することは、(2.10)式を検討すると明らかである。

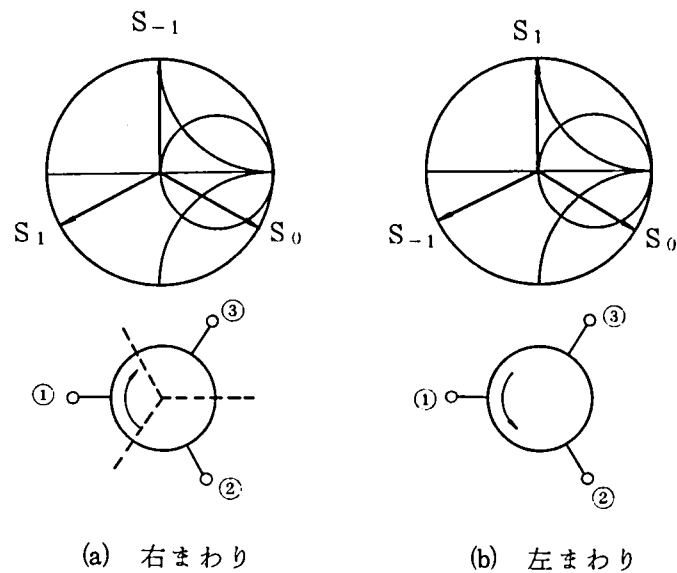


図 2.3 サークュレータの条件

2.3 サーキュレータの合成

前節で明らかにしたサーキュレータの条件を合成する方法は、つぎの二つに大別される。

- 1) フェライト装荷接合部のパラメータを変える方法⁽¹⁴⁾
- 2) 外部補正回路を付加する方法⁽¹⁶⁾

第一の方法は、B.A.Auldによるもので、図2.1に示したように導波管のY形接合部中心にフェライト円柱をマウントし、その直径をほぼ半波長に選ぶと、S行列の固有値 S_0 と S_1 ($=S_{-1}$)との関係は、図2.4(a)に示したように、 180° に開く。続いて、フェライトに直流磁界を加えてゆくと、正円偏波回転磁界に対するフェライトの透磁率 μ_+ は小さくなり、一方、負円偏波磁界に対する透磁率 μ_- は大きくなるので、 S_1 と S_{-1} は、その位相角がたがいに逆方向に移動する。ある適当なバイアス磁界のもとでは、図2.4(b)のように 120° に開く。このとき、三つの固有値は前節図2.3に示したサーキュレータの条件を満足している。実際には直流磁界の印加とともに S_0 の位相角も変化するが、その変化はきわめて小さくフェライト直径の補正によって容易に調整できる。 S_0 の位相角の変化が小さい理由は以下のように説明される。

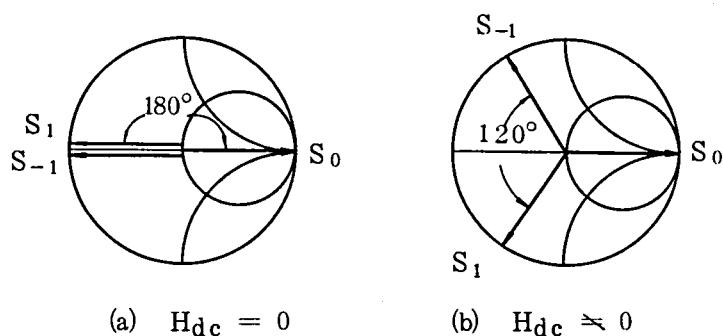


図 2.4 サーキュレータ条件の調整

各固有励振に対する接合部の電磁界を考えると、同相励振の場合図2.3(a)に点線で示した接合部の境界面を横切る電流は存在しないので、この境界面は開放終端した状態となる。したがって接合部中心部に置かれたフェライト中には電界のエネルギーのみが貯えられる。固有値 S_0 にはフェライトの誘電率のみが寄与する結果、フェライトに直流磁界を加えて透磁率 μ_{\pm} が変化しても S_0 はほとんど影響されない。一方、回転励振に対しては接合部の中心点がつねに中性点となり、ゼロ電位に保たれる結果、短絡終端されたのと同じ状態となって、フェライト中には磁界のエネルギーが集中する。しかも、各端子から流入する電流は端子間でたがいに 120° の位相差を伴って順次に流れ込むから、接合中心部のフェ

ライト中には正または負の円偏波磁界が発生する。したがって固有値 S_1, S_{-1} はそれぞれフェライトの円偏波透磁率 μ_{\pm} に大きく依存することになる。

以上に記述したサーキュレータの合成法は接合部そのもののパラメータを変えるものであった。これに対し、すでに2.2節でサーキュレータの条件は無損失Y接合の整合にほかならないことが明らかにされた。したがって、Y接合の各端子に適当な整合回路を付加すればサーキュレータを合成できるはずである。この立場をとったサーキュレータ合成の第二の方法はHumphreys と Davies⁽¹⁶⁾によるもので、対称Y接合部が無損失性のときサーキュレータを合成するための必要十分条件は接合部の各パラメータ、 S_{11}, S_{12}, S_{13} のうち S_{12} と S_{13} がたがいに異なる大きさをもつことであると結論されている。すなわち構造的に回転対称なY接合部を用意したとき順、逆方向の端子間での伝送特性に差があれば、サーキュレータを合成できることになる。整合の程度に関係なく少しでも非可逆性のあるY接合があれば、各端子の整合をとってサーキュレータが合成できる。このことはつぎのようにして証明される。

まず図2.5のように無損失非可逆性Y接合と無損失4端子回路との組合せを考え、接合部のS行列を

$$S_J = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{13} & S_{11} & S_{12} \\ S_{12} & S_{13} & S_{11} \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

4端子回路NのS行列を

$$S_N = \begin{pmatrix} S_r & S_t \\ S_t & S_r \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

とおく。各端子の入射波と反射波の記号を図2.5のように定めると、

$$\begin{pmatrix} b_i' \\ a_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_r & S_t \\ S_t & S_r \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_i' \\ b_i \end{pmatrix},$$

$$i = 1, 2, 3 \quad (2.14)$$

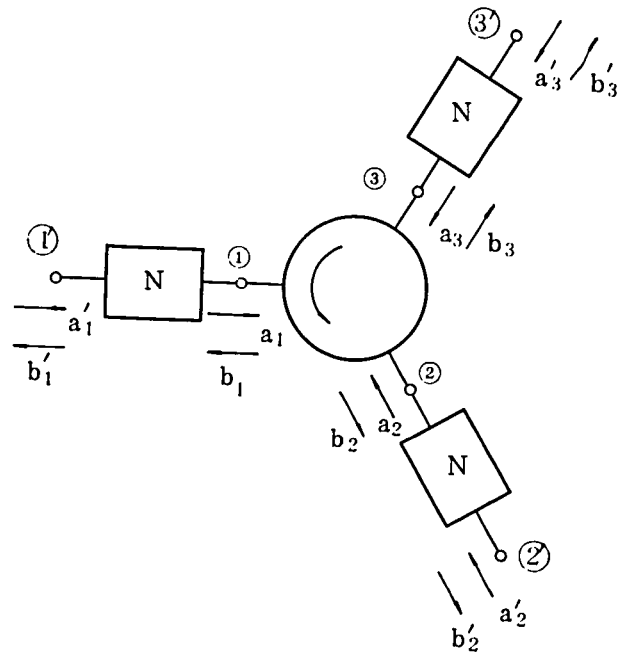


図2.5 外部回路の付加によるサーキュレータの合成

変形して

$$\begin{pmatrix} a_i \\ b_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_t - \frac{S_r^2}{S_t} & \frac{S_r}{S_t} \\ -\frac{S_r}{S_t} & \frac{1}{S_t} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_i' \\ b_i' \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

S_N はユニタリであるから,

$$\left. \begin{aligned} S_r S_r^* + S_t S_t^* &= 1 \\ S_r S_t^* + S_r^* S_t &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.16)$$

(2.16) 式から

$$S_t - \frac{S_r^2}{S_t} = \frac{1}{S_t^*}$$

(2.15) に代入して,

$$\begin{pmatrix} a_i \\ b_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{S_t^*} & \frac{S_r}{S_t} \\ \frac{S_r^*}{S_t^*} & \frac{1}{S_t} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_i' \\ b_i' \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

一方, S 行列の定義により

$$b = S_J a$$

ただし,

$$a = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{pmatrix}, \quad b = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{pmatrix}$$

いま

$$P = \frac{1}{S_t} I, \quad Q = \frac{S_r}{S_t} I, \quad I = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

とおくと, (2.17) 式を用いて,

$$\begin{aligned} (Q^* a' + P b') &= S_J (P^* a' + Q b') \\ \therefore (P - S_J Q) b' &= (S_J P^* - Q^*) a' \end{aligned} \quad (2.19)$$

サーキュレータの S 行列を

$$R = e^{j\theta} \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.20)$$

とおくと,

$$b' = Ra' \quad (2.21)$$

であるから, (2.21) を (2.19) に代入して,

$$(P - S_J Q)R = S_J P^* - Q^* \quad (2.22)$$

を得る。すなわち (2.22) 式を満足するような S_t , S_r の存在条件を考える。(2.22) 式を書きかえると

$$\left. \begin{aligned} -\frac{S_{13}S_r}{S_t} e^{j\theta} &= \frac{S_{11} - S_r^*}{S_t^*} \\ \frac{1 - S_{11}S_r}{S_t} e^{j\theta} &= \frac{S_{12}}{S_t^*} \\ -\frac{S_{12}S_r}{S_t} e^{j\theta} &= \frac{S_{13}}{S_t^*} \end{aligned} \right\} \quad (2.23)$$

$e^{j\theta}$ を消去して

$$S_r = \frac{S_{13}}{S_{11}S_{13} - S_{12}^2} \quad (2.24)$$

$$S_r^* = S_{11} - \frac{S_{13}^2}{S_{12}} \quad (2.25)$$

したがって S_r を決定するには,

$$\frac{S_{13}}{S_{11}S_{13} - S_{12}^2} = S_{11}^* - \frac{S_{13}^{*2}}{S_{12}^*}$$

が成立しなければならない。この式は S_J がユニタリである条件

$$\left. \begin{aligned} S_{11}S_{11}^* + S_{12}S_{12}^* + S_{13}S_{13}^* &= 1 \\ S_{11}S_{12}^* + S_{12}S_{13}^* + S_{13}S_{11}^* &= 0 \\ S_{11}^*S_{12} + S_{12}^*S_{13} + S_{13}^*S_{11} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.26)$$

を用いて変形すると,

$$S_{12}S_{13}^* (S_{11}S_{12}^* + S_{12}S_{13}^* + S_{13}S_{11}^*) = 0$$

となり、(2.24)式と(2.25)式とは相矛盾しない。さらに

$$\left| S_r \frac{S_t^*}{S_t} \right| = |S_r| = \left| \frac{S_{13}}{S_{12}} \right|$$

が成立しなければならないが、受動回路に対しては $|S_r| < 1$ であるから、

$$|S_{12}| > |S_{13}| \quad (2.27)$$

でなければならない。一方、

$$R = e^{j\theta} \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.28)$$

に対して、明らかに

$$|S_{12}| > |S_{13}| \quad (2.29)$$

である。 S_r が決まると、 S_t は S_N のユニタリ条件(2.16)から決まる。すなわち、 $|S_{12}| = |S_{13}|$ でありさえすれば、サーキュレータを合成できることになる。なお、 $|S_{12}| = |S_{13}|$ と非可逆性の存在しないときには、 $|S_r| = 1$ 、 $S_t = 0$ となって、入射波はすべてその入射した端子に反射されるという各端子が完全に分離された状態を示し、サーキュレータの合成は不可能である。

また、(2.25)式の右辺は、次節に述べる真性入力インピーダンスに他ならず、(2.25)式は図2.5の端子①における共役インピーダンス整合を意味していると考えることができる。

2.4 真性入力インピーダンス

接合部の入力インピーダンスは通常図2.6に示したように余分の端子②、③に無反射終端を接続して測定される。このとき、 $a_2 = a_3 = 0$ であるから、(2.1)より

$$b_1 = S_{11} a_1 \quad (2.30)$$

したがって、入力インピーダンスに相当するS行列の要素 S_{11} は a_1 と b_1 との比として決まる。しかし入力インピーダンスは端子①そのもののインピーダンスではない。なぜなら、端子①のインピーダンス整合が成り立っていない場合、端子②、③においても整合条件が満足されず、 S_{11} は端子①で発生する反射波のほかに透過波の一部が端子②および端子③で反射して再び端子①から現われる成分、すなわち、サーキュレータの内部における多重反射の影響を含んでいるからである。

一般にサーキュレータの等価回路は図 2.7 に示したように周波数特性を伴わない理想サーキュレータとその各端子に付加された 3 個の可逆回路の組合せで表わされる。可逆回路 N はサーキュレータの周波数特性を表わす部分であり、たとえば並列共振回路で表わされる。このとき、信号周波数が中心からずれると各端子にはインピーダンス不整合による反射が生じる。中心周波数においても、理想サーキュレータの特性インピーダンスが

測定系のそれと異なる場合、各端子で反射が生じ、多重反射の原因となる。広帯域サーキュレータの設計は、各端子のインピーダンス整合をとって、これら反射波をいかに広帯域にわたって除去するかという問題である。

この整合回路の設計に必要なもとのサーキュレータ接合部の入力インピーダンスは、多重反射の影響を除いた端子①のみの電圧反射係数 S_{in} 、または S_{in} に対応した入力インピーダンスである。各端子に分離したこのインピーダンスを真性入力インピーダンスと呼ぶことにする。

接合部の内部における多重反射波は、図 2.8 のように出力側の端子②または③でインピーダンス整合をとれば、除くことができる。したがって、非可逆性接合部の等価回路において可逆回路 N に対する反射係数 S_{in} は、図 2.8 の配置で端子③に接続された検波器出力が零となるようにスタブチューナを調整したときの端子①の反射係数として
(17)
与えられる。

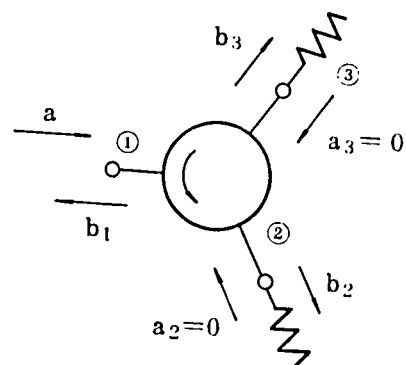


図 2.6 通常の入力インピーダンス測定法

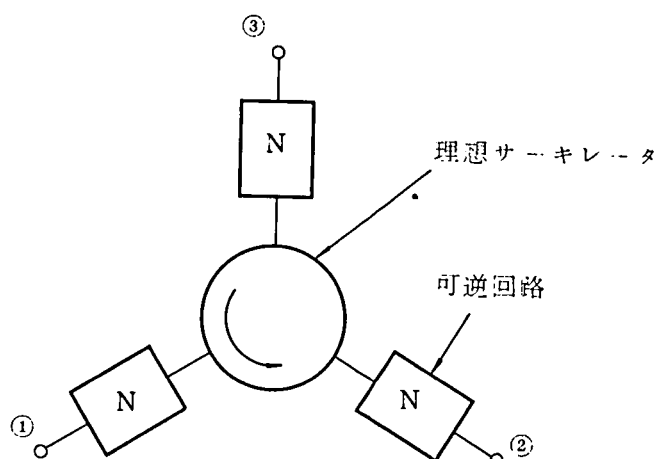


図 2.7 サーキュレータの等価回路

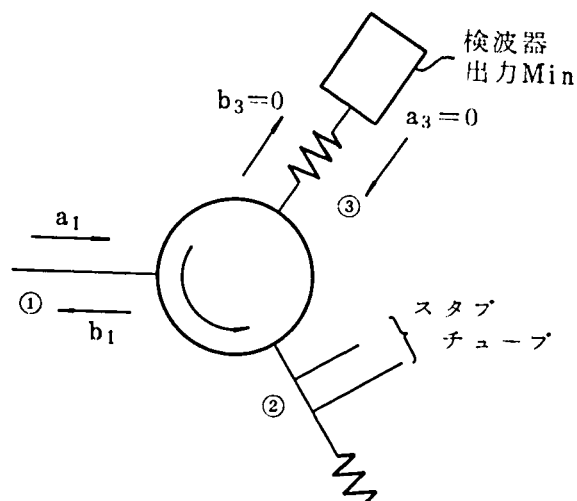


図 2.8 真性入力インピーダンスの測定法

数式的には、真性入力インピーダンスに対する電圧反射係数 S_{in} と S パラメータとの関係は、以下のようにして求めることができる。⁽¹⁸⁾ 図 2.8 において、スタブチューナの調整によって端子②の共役インピーダンス整合がとれていると、端子②における接合部内での反射波がなくなり、理想サーキュレータを経て端子③に現われる反射波 $b_3 = 0$ となる。

$b_3 = 0$ と $a_3 = 0$ を (2.1) 式に代入して、

$$b_1 = S_{11}a_1 + S_{12}a_2$$

$$0 = S_{12}a_1 + S_{13}a_2$$

a_2 を消去して、

$$S_{in} = \frac{b_1}{a_1} = S_{11} - \frac{S_{12}^2}{S_{13}}, \quad |S_{12}| \leq |S_{13}| \quad (2.31)$$

を得る。この式で右辺第二項は S_{11} に含まれている多重反射の寄与分に相当する。なお、スタブチューナを調整して $b_3 = 0$ とすることは、端子②において、接合部側からみた入射波 a_2 を新たに発生させて、もともと存在した反射波と打消し合うようにすることであって、 $a_2 \neq 0$ である点注意すべきである。 $|S_{12}| > |S_{13}|$ の場合は、端子③の方にスタブチューナを接続して、同様に

$$S_{in} = \frac{b_1}{a_1} = S_{11} - \frac{S_{13}^2}{S_{12}}, \quad |S_{12}| > |S_{13}| \quad (2.32)$$

が得られる。(2.31), (2.32) 式を用いれば、接合部の S パラメータから容易に真性入力インピーダンス (または、アドミタンス) を算出することができる。

以上により、実験的、理論的の如何を問わず接合部の S 行列の要素が求められると、上式により真性入力インピーダンスを計算し、接合部のパラメータを調整するか適当な外部回路を付加して、真性入力インピーダンスを入出力伝送線路の特性インピーダンスに整合させることによってサーキュレータの合成が可能であることが示された。

第 3 章 フェライト材料の考察

サーキュレータはフェライトを用いたマイクロ波回路素子の一つであり、その性能は最良の回路設計のもとでフェライト材料の特性によって制限される。逆に回路設計者としてはフェライト材料の制約の範囲内でフェライト材料固有の優れた特性を最大に活用するよう留意しなければならない。本章では、サーキュレータの性能限界を決めるフェライト材料の特性について記述する。

3.1 種類と定数⁽¹⁹⁾

通常、サーキュレータ等の非可逆伝送マイクロ波素子に用いられるフェライトはつぎの3種類に大別される。

- a) スピネル形フェライト (MgMn 系フェライト等)
- b) ガーネット形フェライト (イットリウム鉄ガーネット: YIG 等)
- c) 六方晶系フェライト (Ba フェライト等)

マイクロ波フェライト素子の設計に関係したフェライトの材料定数には飽和磁化、磁気回転比、異方性磁界、テンソル透磁率、磁気共鳴半値幅、比誘電率、およびその損失角などがある。これらのうち最も重要な飽和磁化の選択できる範囲を図 3.1 に示した。Al 置換体を含めてイットリウム鉄ガーネット (YIG) 系フェライトの飽和磁化は 200~1800 ガウスの範囲にある。YIG 系は磁氣的損失の目安となる半値幅 $4H$ が、スピネル形の約 500 Oe に対し、約 50 Oe ときわめて小さいので、約 7 GHz 以下の周波数領域で広く使用されている。マグネシウム系およびニッケル系フェライトはいずれもスピネル形フェライトに属し、YIG 系より大きな飽和磁化を有するので、より高い周波数帯で用いられる。六方晶系の Ba フェライト等は、保磁力が大きく、もっぱら永久磁石として使われるので

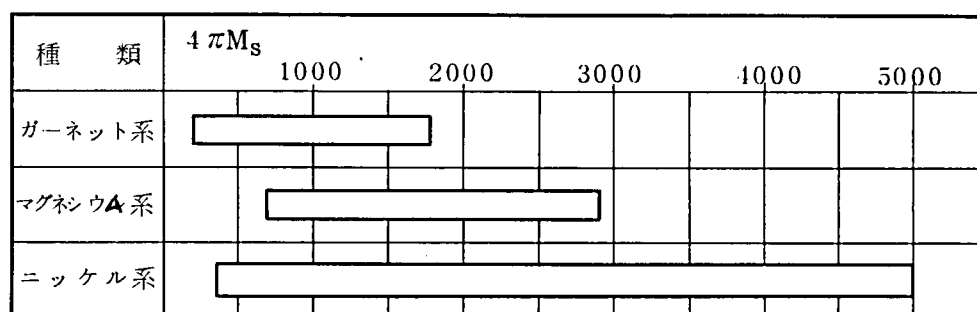


図 3.1 フェライト材料の飽和磁化

図 3.1 には示さなかった。

なお、フェライトの比誘電率は 9～16 の範囲にあり、その損失角は大きくても 0.002、小さいものでは 0.0002 以下である。

3.2 円偏波透磁率

マイクロ波フェライト素子、とくにサーキュレータの比帯域幅は主にフェライトの透磁率に左右される。透磁率は飽和磁化によって決まる。ただし、従来はとかく材料定数である磁化の飽和値とサーキュレータ特性との関係が問題にされていたが、サーキュレータのインピーダンス、および比帯域幅などは使用状態におけるフェライトの実効動作磁化によって決まる。飽和磁化は単に動作磁化の最大値を与えるにすぎない。実際、低磁界動作の場合フェライトは飽和していないことが多い。このような場合サーキュレータの設計にあたっては、動作磁化を飽和磁化の関数というよりは、直流バイアス磁界の関数としてとらえることが重要である。この意味で、バイアス磁界とフェライトの磁化との関係を図 3.2⁽²⁰⁾に示した。磁化の大きさは直流磁界 H_{dc} が $N_z \cdot 4\pi M_S$ に達するまでの範囲で著しく変化する。ただし、 N_z はフェライトの形状によって決まる反磁界係数である。円板状の試料の場合、0.8～0.9 とほぼ 1 に等しい。図 3.2 に戻って、フェライトの磁化はほぼ直流磁界に比例して増加する。しかし、さらに直流磁界を増しても、フェライトの磁化は $4\pi M_S$ で飽和するから、 $N_z \cdot 4\pi M_S$ 以上の H_{dc} の増加は単にフェライトの内部磁界を増すにとどまる。サーキュレータの形状には、フェライトにバイアス磁界を与える磁気回路が大きく関与する。フェライトの磁界動作点をフェライトの丁度飽和する点に設計することによって、最も小さなバイアス磁界で最大の磁化を得ることができる。また、飽和点よりもやゝバイアス磁界の弱い点に動作磁界を設定すれば、磁界の大きさの加減によって磁化の大きさを調節し、サーキュレータの電気的特性を最適化できる利点が生じる。このような訳で、非可逆性透磁率に寄与するフェライトの磁化を、必ずしも飽和していない場合も含んだ一般の実効動作磁化に拡張して考えることはきわめて重要である。

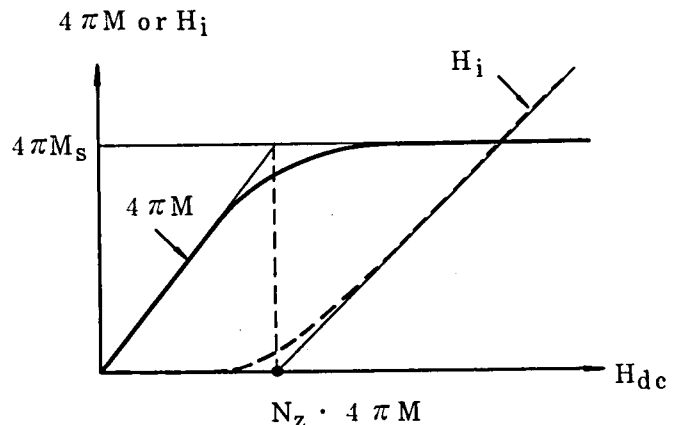


図 3.2 直流バイアス磁界とフェライトの磁化

サーキュレータ等フェライト素子の電気的特性をフェライト材料との関連において論ずる場合に重要なことは、材料定数、たとえば透磁率を決めるフェライトの磁化を一般的表現に高めることである。以下の記述において、繰返し述べられることになるが、磁化を周波数で正規化した磁化パラメータ p を用いることが有益である。たとえば、サーキュレータの比帯域幅は、サーキュレータの構造を指定すれば、材料的にはこの磁化パラメータによって規定されることが明らかにされるのである。

さて、いよいよフェライトの円偏波透磁率について述べる。直流バイアス磁界 H_{dc} を加えたフェライトに、フェライト内部の直流磁界 H_0 と直交した高周波磁界を加えると、磁化ベクトルは、

$$\omega = |\gamma| \cdot H_0 \quad (3.1)$$

の周波数で図 3.3 に示したような才差運動を行なう。

ただし、 γ は磁気回転比で -2.8MHz/Oe 。この磁化の回転運動がサーキュレータの非可逆性の源である。高周波磁界が右まわりの円偏波であると、磁化の才差運動はこの磁界のエネルギーを吸収して増大するが、高周波磁界の回転方向が才差運動のそれと逆であると、相互作用はほとんど生じない。この磁化の才差運動の存在によって高周波磁界と磁束密度との関係を表わす透磁率は、 z 軸方向に直流バイアス磁界を加えたとき、

$$[\mu] = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu & -j\kappa & 0 \\ j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.2)$$

(21)

とテンソル量で表わされる。しかし、非可逆性の原因が磁化の才差運動にあることを考慮すると、直流磁界と直交した面内の円偏波高周波磁界に対する透磁率を考えるのがより本質的である。また、円偏波は直線偏波よりも基本的な量とみなすこともできる。なぜなら、すべての直線偏波は二つの円偏波成分に分解できるからである。円偏波磁界とともに回転する座標系を考えると、透磁率はスカラー量となり、数式的表現も簡明化される。右まわり (正) および左まわり (負) の円偏波に対する透磁率は、

$$\mu_{\pm} = \mu \mp \kappa = 1 + \frac{|\gamma| 4\pi M}{|\gamma| H_1 \mp \omega} \quad (3.3)$$

と表わされ、フェライトの磁化および直流磁界と関係づ

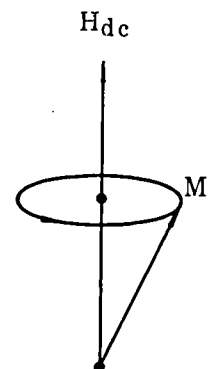


図 3.3 磁化の才差運動

けられる。損失 $4H$ を考える場合は、

$$\mu_{\pm} = \mu \mp \kappa = 1 + \frac{|r| 4\pi M}{|r| H_i \mp \omega + j |r| \frac{4H}{2}} \quad (3.4)$$

となる。直流磁界を加えてゆくと、微小磁区の磁化方向がそろってきて、図 3.2 に示したように直流磁界方向の磁化 $4\pi M$ がその飽和値 $4\pi M_S$ に近づく。さらに直流磁界を加えると、今度は内部磁界 H_i が増加する。とくに、正の円偏波に対する透磁率 μ_+ は、 $H_i = \frac{\omega}{|r|}$ で磁気共鳴し、その絶対値がきわめて大きくなる。

フェライトの透磁率の一般的な表現は、磁化パラメータ p のほかに、直流磁界および半値幅に対応したパラメータ σ 、 α が用いられる。すなわち、

$$\left. \begin{aligned} p &= \frac{4\pi M_S}{H_0} = \frac{|r| 4\pi M_S}{\omega} \\ \sigma &= \frac{H_i}{H_0} = \frac{|r| H_i}{\omega} \\ \alpha &= \frac{4H}{2H_0} = \frac{|r| 4H}{2\omega} \end{aligned} \right\} \quad (3.5)$$

これらは、磁化などを周波数で正規化したとも考えられるし、才差運動の周波数と直流磁界は (3.1) 式によって 1 対 1 の対応があるから、この磁気共鳴に対応した直流磁界 H_0 で正規化したとみなすこともできる。(3.3)、(3.4) に代入して、

$$\mu_{\pm} = 1 + \frac{p}{\sigma \mp 1} \quad (3.6)$$

$$\mu_{\pm} = 1 + \frac{p}{\sigma \mp 1 + j\alpha} \quad (3.7)$$

という簡単な表現が得られる。損失を伴う (3.7) 式の場合は、透磁率が複素数となり、その虚数部分が損失を表わす。

$$\mu_{\pm} = \mu'_{\pm} - j\mu''_{\pm} \quad (3.8)$$

$$\left. \begin{aligned} \mu'_{\pm} &= 1 + \frac{p}{\sigma \mp 1 + \frac{\alpha}{\sigma \mp 1}} \\ \mu''_{\pm} &= \frac{p}{(\sigma \mp 1)^2 + \alpha^2} \alpha \end{aligned} \right\} \quad (3.9)$$

α は通常きわめて小さいから、 $\sigma = 1$ の磁気共鳴点で μ_+'' が $\frac{p}{\alpha}$ という大きな値をとることが判る。サーキュレータは本来無損失回路であるから、 $\sigma \rightarrow 0$ の低磁界領域あるいは $\sigma \gg 1$ となる共鳴以上の、磁気共鳴点を避けた磁界動作点が用いられる。直流バイアス磁界と μ_{\pm} および μ_+'' との関係を定性的に図3.4(a)に示した。未飽和の領域ではつねに $\sigma = 0$ であるが、磁化 p が変わるため、 μ_{\pm} も変化する。図3.4(b)は $p = 0.7$ 、 $\alpha = 3 \times 10^{-2}$ のときの μ_+'' を σ の関数として表わしたものである。磁気共鳴点近傍では μ_+ が著しく変化するとともに、損失項 μ_+'' がきわめて大きい値をとることが判る。バイアス磁界を加えない状態($p = 0$, $\sigma = 0$)と $\sigma = \infty$ の場合を除いて、一般に μ_{\pm} はたがいに相異なる値をとる。この μ_{\pm} の差がすべてのマイクロ波フェライト素子の非可逆性の起因する所である。

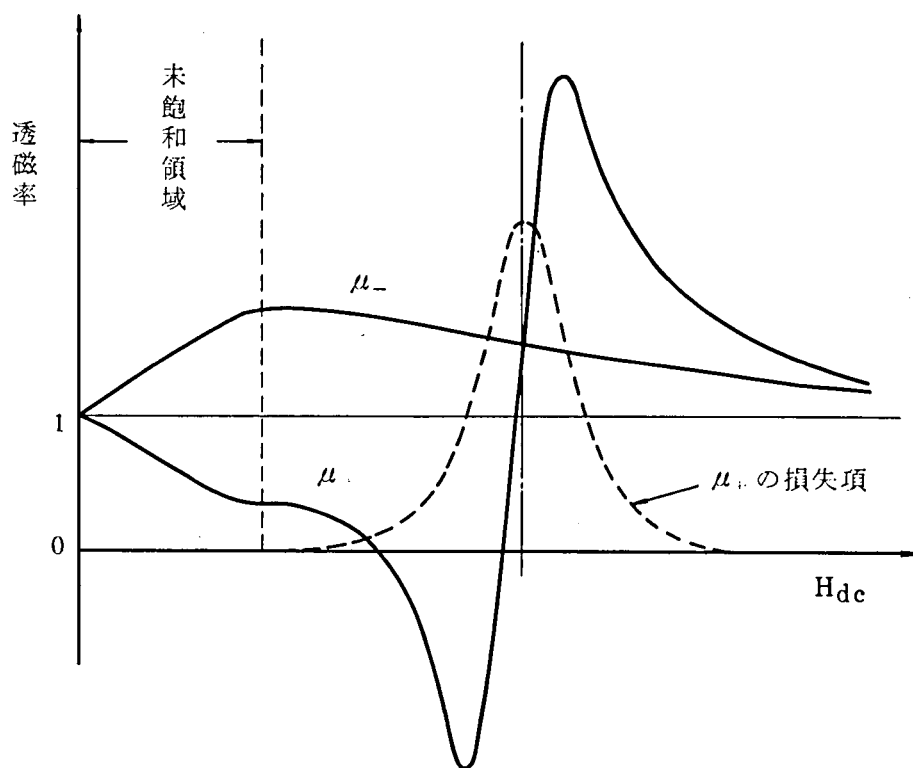


図 3.4 (a) バイアス磁界と円偏波透磁率
(直流バイアス磁界との関係)

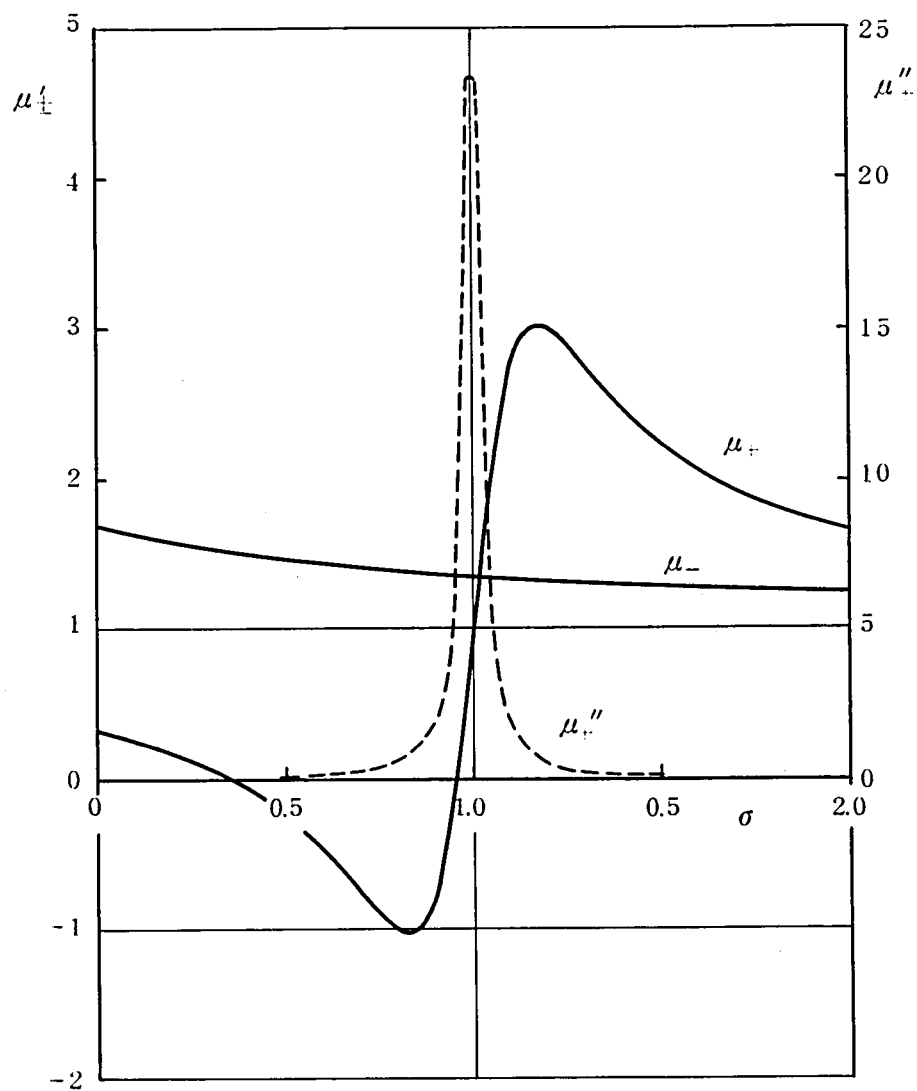


図 3. 4 (b) バイアス磁界と円偏波透磁率
($p=0.7$, $\alpha=0.03$ の場合)

つぎにフェライトサーキュレータの解析において重要な透磁率としてもう一つ実効透磁率 μ_{eff} がある。直流磁界と高周波電界とが平行で、直流磁界と高周波磁界とは直交しているにもかかわらず、正または負円偏波の一方のみの独立した存在を許さないような境界条件のもとに Maxwell の方程式を解くと、伝播定数は、

$$\mu_{\text{eff}} = \frac{\mu^2 - \kappa^2}{\mu} = \frac{2}{\frac{1}{\mu_+} + \frac{1}{\mu_-}} \quad (3.10)$$

によって決まることが判る。たとえば、ストリップ線路のように高周波の進行方向に沿って磁壁境界があるような場合、高周波磁界は磁壁に垂直でなければならないから、高周波磁界はつねに直線偏波となるように拘束され、いつも正負同じ大きさの円偏波成分を有することになる。このような波の伝播定数は μ_{\pm} のいずれでもなく μ_{eff} という一つの透磁率で決定されることになる。なお、(3.10) 式の μ_{eff} は μ_{\pm} の逆数の平均値の逆数となっている。このことは磁氣的に正負円偏波が並存していることを意味している。

3.3 サーキュレータの動作原理

サーキュレータの性能限界を追求するにあたってまずその動作原理を理解しておくことは必要である。マイクロ波フェライトデバイスの応用は、進行方向に磁化されたフェライト媒質中の電磁波の偏波面がずれるいわゆるファラデー効果に初まった。接合形サーキュレータの動作原理はテンソル透磁率を示すフェライト媒質中を平面電磁波が進行する際、波面がしだいに偏向する性質にある。図 3.5 において各端子の伝送線路とフェライト装荷接合部とその境界面においてインピーダンス整合しているものと仮定すると、端子①から入射した波はフェライト中を伝播する間に 60 度だけ偏向すれば、そのまゝ端子②に現われサーキュレータ特性が得られる。

この偏向現象はつぎのように説明される。⁽²²⁾いま図 3.6 のように座標系をとり、 $z=0$ で高周波磁界が

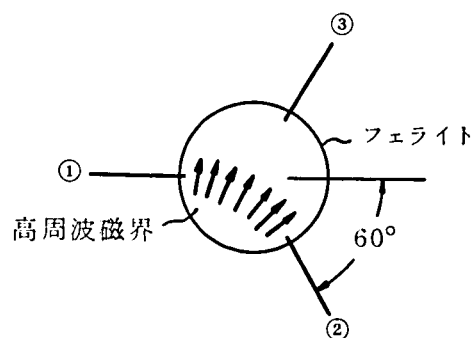


図 3.5 サーキュレータの動作原理

$$\mathbf{h} = h \sin \omega t \quad (3.11)$$

と表わされるような直線偏波磁界を考え、この平面波が $z = 0$ で z 軸の正方向に進行しているものとする。このとき、高周波磁界 \mathbf{h} は y 軸方向に向いている。この TEM 波が z 軸正方向に伝播しつつ曲線路に沿って距離 s 進む間に θ 度偏向するものとする、 s と θ の関係はつぎのようにして算出される。すなわち、 \mathbf{h} は x 軸に平行な直流磁界 H_i のまわりの 2 つの正負円偏波磁界に分解できて、

$$\mathbf{h} = j \frac{h}{2} (e^{-j\omega t} - e^{j\omega t}) \quad (3.12)$$

正負円偏波磁界に対する伝播定数は

$$\beta_{\pm} = \omega_0 \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \sqrt{\epsilon \mu_{\pm}} \quad (3.13)$$

で与えられる。したがって曲線路 s 上の磁界分布は

$$\begin{aligned} \mathbf{h} &= j \frac{h}{2} \{ e^{-j(\omega t - \beta_- s)} - e^{j(\omega t - \beta_+ s)} \} \\ &= h \sin(\omega t - \frac{\beta_+ + \beta_-}{2} s) e^{j \frac{\beta_- - \beta_+}{2} s} \end{aligned} \quad (3.14)$$

この式は偏波面が s の単位長さ当り、

$$\theta = \frac{\beta_- - \beta_+}{2} \quad [\text{rad}] \quad (3.15)$$

だけ回転することを示している。この式はファラデー回転の表現と全く同じである。したがって接合形サーキュレータの動作原理も一種のファラデー回転現象とみなすこともできる。ただし、以上の記述はそのままサーキュレータの設計に適用できない。実際の接合形サーキュレータの動作を解析するにはフェライト装荷接合部の境界条件を合せて考慮し、計算することが必要となるからである。

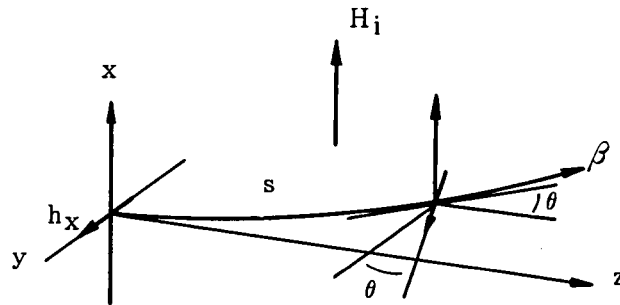


図 3.6 平面電磁波の偏向

3.4 フェライトの動作領域

既述のようにサーキュレータはフェライトのテンソル透磁率を利用する。第2章で述べたようにサーキュレータは無損失の回路素子である。しかるに図3.4をみるとフェライトは磁気共鳴点で著しい共鳴損失を伴う。したがって、 μ_{\pm} の差が大きく、しかも損失の少ないバイアス磁界領域としてサーキュレータには、

- 1) フェライトの磁化が飽和する前後の低磁界領域
- 2) 共鳴以上の領域

の二つが選ばれる。以下、この二つの動作領域の特徴を個々に検討する。

3.4.1 低磁界動作

まず第一に低磁界動作は文字通り所要バイアス磁界が小さく、したがって小さな永久磁石で済むので、小形のサーキュレータを製作できる特徴がある。第二の特徴は低磁界動作サーキュレータの広帯域性である。第一の点は自明であるが、第二の点についてさらに考察する。

いま、フェライトの磁化が飽和するまでの領域を考えると、図3.2に示すように直流磁化 $4\pi M$ は直流磁界 H_{dc} にほぼ比例して増加するが、 H_{dc} が $N_z \cdot 4\pi M_s$ 以上になると、磁化は飽和してもはや $4\pi M_s$ 以上にならないから、 H_{dc} の増加分は単にフェライト内部の直流磁界 $H_i (= H_{dc} - N_z \cdot 4\pi M_s)$ を増すに過ぎず、 μ_{\pm} の変化は不飽和領域に比べてゆるやかになる。非可逆性指数 $\eta = |\mu_+ - \mu_-| / (\mu_+ + \mu_-)$ を、 p をパラメータとする H_{dc} の関数として図3.7に示した。この図か

らフェライトの飽和磁化は低磁界損失の生じない範囲でできるだけ大きく、 $p = 0.6 \sim 0.8$ に選び、しかもフェライトの磁化が丁度飽和する点まで直流磁界をバイアスするのが、小さな H_{dc} で大きな η を得るために有効ことが判る。したがって本項以降、低磁界動作のサーキュレータはすべて磁界動作点をすべてフェライトの磁化が丁度飽和する点に設定するものとして取扱う。このとき、 $\sigma = 0$ であるから、(3.6)式より

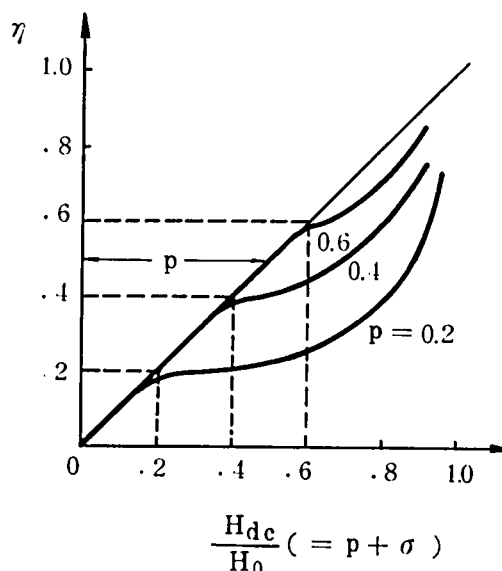


図3.7 バイアス磁界と非可逆性指数
(低磁界動作)

$$\mu_{\pm} = \mu \mp \kappa = 1 \mp p \quad (3.16)$$

$$\mu_{\text{eff}} = 1 - p^2 \quad (3.17)$$

$$\eta = \frac{\kappa}{\mu} = p \quad (3.18)$$

となり，きわめて大きな非可逆性が得られる。 η が大きいとサーキュレータの特性は広帯域性を示すが，この際低磁界損失を避ける条件 $p < 1$ は使用周波数帯域の下限で満たされねばならないから，比帯域幅を w とすると，

$$p < 1 - \frac{w}{2} \quad (3.19)$$

となる。この p の選び得る範囲を図 3.8 に示した。ただし， p は (3.5) 式で定義されているが，比帯域幅 w が大きく，角周波数 w の範囲が広がると， p は定数とみなせなくなるので，中心周波数における p ，すなわち， $p_0 = |r|4\pi M_S/\omega_0$ を新しく定義して用いた。図 3.8 によれば，たとえば最終的に 40% の比帯域幅を有するサーキュレータを設計するには， $p_0 < 0.8$ を満足するフェライト材料を用いなければならないことが判る。さらに，比帯域幅 70% のときには， $p_0 < 0.65$ と制限される。

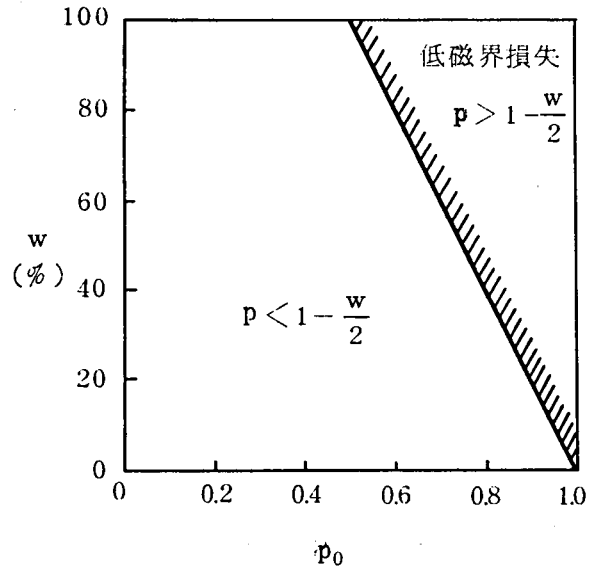


図 3.8 磁化パラメータと比帯域幅限界

なお， p の定義式 (3.5) を磁化が飽和していない領域にまで拡張して，

$$p = \frac{|r|4\pi M}{\omega} \quad (3.20)$$

における $4\pi M$ を $0 \sim 4\pi M_S$ の範囲で変化し得る量とすると，同一のフェライト材を使いながら単に直流磁界を変えるだけで p の値を $0 \sim |r|4\pi M_S/\omega$ の範囲で自由に変えられることが図 3.2 より明らかである。この関係は磁化パラメータ p とサーキュレータ特性の関係を実験的に検討する際便利に利用される。

3.4.2 共鳴以上の動作

一般に共鳴以上の動作は低磁界動作が使えないときに用いられる。

1) 1GHz以下のVHF, UHF帯では $p = 0.6 \sim 0.8$ とすると $4\pi M_S < 200$ Gaussのフェライトが必要となる。しかし、このように $4\pi M_S$ の小さいフェライトはキュリー温度が低くなりすぎて、 $4\pi M_S$ の温度変化が著しく実用性がない。そこで、 $4\pi M_S$ の大きいフェライトを用い、低磁界損失を避けるため、フェライトに共鳴以上の強いバイアス磁界を加えて用いる。フェライトは磁化した多数の磁区に別れていて、これらがランダムな方向をむいているので、外部から磁界を加えなくてもすでに磁界が存在し、この磁界により局所的な磁気共鳴吸収を伴う。この低磁界損失はフェライトに強い磁界を加え、磁化を飽和させるとなくなる。

2) 1GHz以上の周波数帯においても、使用電力の大きい場合、非直線効果による入損失の増加を避けるため、共鳴以上の直流磁界動作点が選ばれる。

以上の二つが共鳴以上の動作の用いられる主な場合である。このほかに、共鳴以上の動作の方がより低損失なサーキュレータの得られることが経験的に知られている。また、

3.2節で述べたように μ_{eff} は μ_{\pm} の一種の平均値となっている。したがって、図3.4からも知れるように共鳴以上の動作では $\mu_{eff} > 1$ である。一方、低磁界動作の場合 $\mu_{eff} 1 - p^2 < 1$ であるから、共鳴以上の動作の方がフェライト寸法が小さい。この効果は、強いバイアス磁界を加えるために必要な大きな磁石により相殺されるが、共鳴に要する磁界は周波数に比例し、1GHz以下では数百Gaussにすぎないから支障とならない。

共鳴以上の動作が低磁界動作と大きく異なる点は非可逆性指数 η の大きさである。(3.6)式を用いて、

$$\eta = \frac{|\mu_+ - \mu_-|}{\mu_+ + \mu_-} = \frac{1}{\sigma(1 + \frac{\sigma}{p}) - 1} \quad (3.21)$$

p をパラメータとして σ と η の関係を図3.9に示した。共鳴以上の領域のうち $\sigma = 1$ の近傍は磁気共鳴による損失を伴うので、 $\sigma \gg 1$ の磁界動作が選ばれる。この際、実用的な η の値は0.1~0.2程度である。したがって共鳴以上の動作でサーキュレータの広帯域特性はほとんど期待できない。本論では広帯域特性を取扱っているので、主として低磁界動作のみが考察の対象とされる。

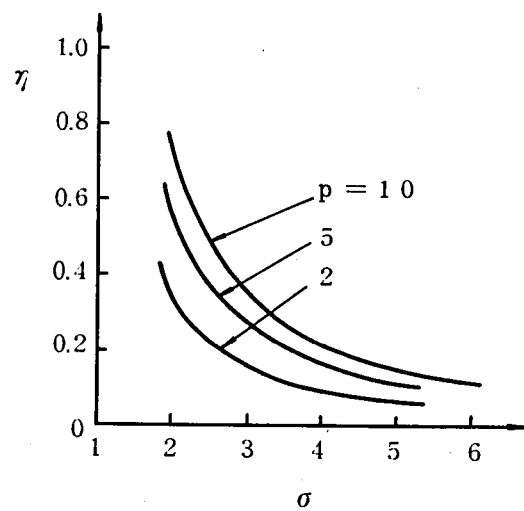


図 3. 9 バイアス磁界と非可逆性指数
(共鳴以上の動作)

第 4 章 集中定数形サーキュレータ

第 3 章までにおいて、サーキュレータの合成条件およびフェライトの非可逆性透磁率とこれらの関連事項を考察したので、いよいよ個々のサーキュレータの構成に即して、比帯域幅の検討を行なう。まず本章では、集中定数形サーキュレータ⁽¹³⁾⁽²³⁾⁽²⁴⁾を取上げる。

集中定数形サーキュレータは、サーキュレータ作用を有するフェライト装荷接合部分の共振系において、磁氣的結合素子と容量性同調素子とを物理的に分離し、これらを集中定数素子で構成したものである。サーキュレータ特性をほとんど劣化することなく著しい小形軽量化が実現されている。集中定数形サーキュレータの実例を図 4.1 に示した。集中定数サーキュレータは 100~1,000MHz のいわゆる VHF, UHF 帯において任意の中心周波数でそう入損失 0.5 dB 以下の低損失特性を実現することができる。さらに 4GHz 以下の低マイクロ波帯においても研究開発されつつある。⁽²⁵⁾

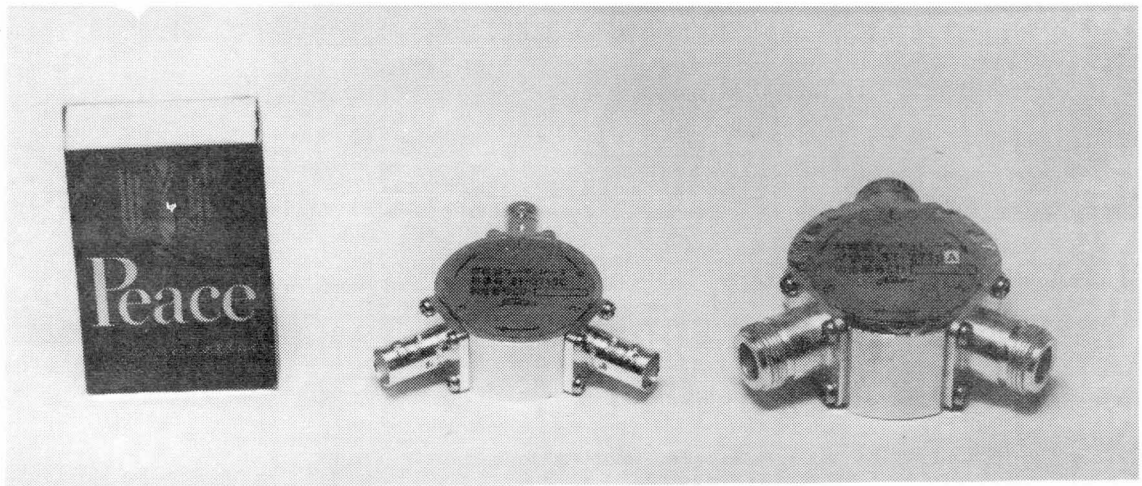


図 4.1 集中定数形サーキュレータ

4.1 並列共振形集中定数サーキュレータ

4.1.1 構造

集中定数形サーキュレータの構造を図 4.2 に示した。3 対の終端短絡ストリップ線路中心導体を 120 度の間隔で対称に組合せ、フェライト円板を装荷したインダクタとインピーダンス整合用のコンデンサとから構成される。3 対の中心導体は絶縁性シートでたがいに直流的に分離するが、静電容量的結合を小さくすると同時にフェライト内部における高周波磁界の分布を一様にするため、2 本の細幅導体に分割する。フェライトには外部磁石により直流磁界を加えるが、1GHz 以下の VHF, UHF 帯では、通常のフェライトは低磁界

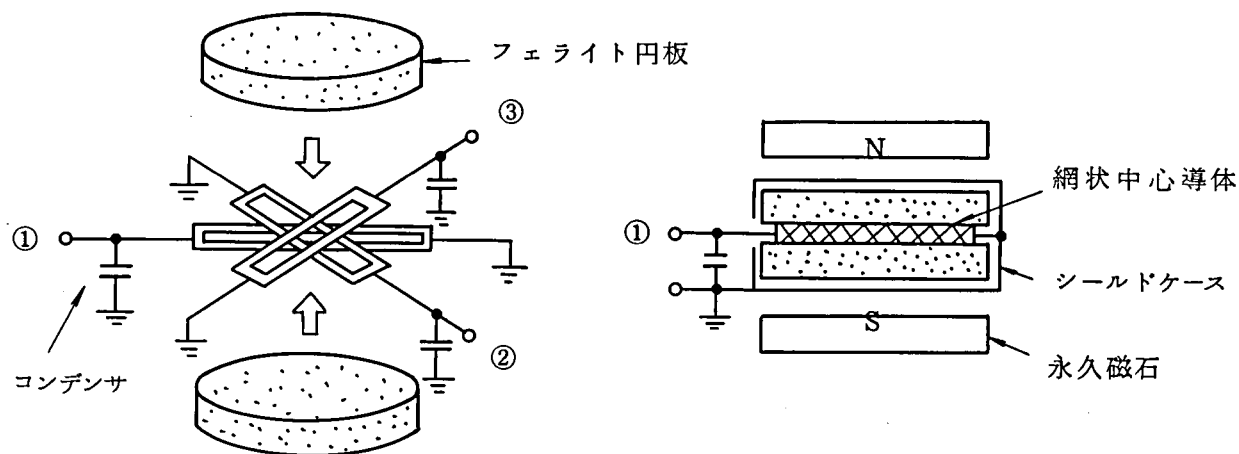


図 4.2 集中定数サーキュレータの構造

損失を伴うので、バイアス磁界を磁気共鳴以上の領域に設定して低損失特性を得る。

このサーキュレータの等価回路は図 4.3 で表わされる。入力端子から見て、 L_P と C_P が並列共振回路 (Parallel Resonance Circuit) を構成しているので、後述する S 形と区別するため P 形集中定数形サーキュレータと呼ぶことにする。

4.1.2 素子値

P 形集中定数サーキュレータを設計する際、必要なインダクタンス L_P および静電容量 C_P などの素子値はつぎのようにして求められる。2.2 節で述べたサーキュレータの条件は各固有アドミタンスがスミス図上で 120 度の間隔で配列することを要求している。図 4.2 の構造において、各端子を同相の固有ベクトルに比例した電圧源で励振したとき、3 対の中心導体には同位相の電流が流れ、これらの電流による磁界はフェライト内部で一様に分布しているものとする、ベクトル和が零となり、フェライト内には高周波磁束を発生しないから、同相励振に対する固有アドミタンス (アドミタンスで表現した S 行列 (2.4) の固有値) は、

$$Y_0 = \infty \quad (4.1)$$

一方、直流バイアス磁界に対してそれぞれ正相、逆相の関係にある固有ベクトルに対応した電圧源で励振したときの固有アドミタンスは、図 4.3 の等価回路においてインダクタとコンデンサとが並列に接続されているから、

$$Y_{\pm} = j \left(\omega C_P - \frac{1}{\omega \mu_{\pm} L_P} \right) \quad (4.2)$$

となる。ただし、 ω は角周波数、 C_P は静電容量である。 L_P はフェライトを取除いたとき、

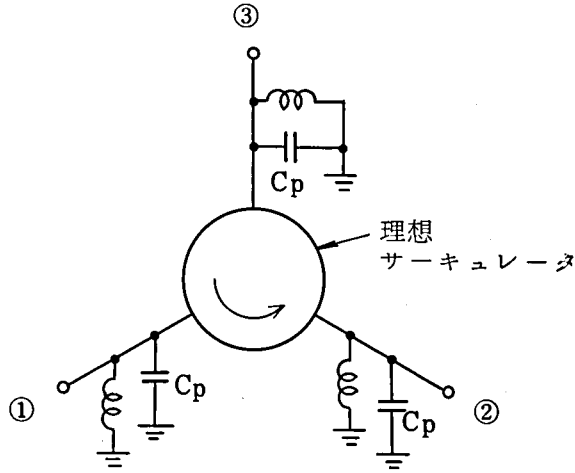


図 4.3 並列共振形集中定数サーキュレータの等価回路

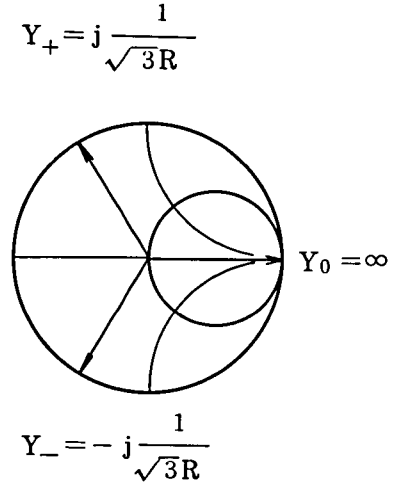


図 4.4 並列共振形集中定数サーキュレータの固有アドミタンス

またはフェライトの比透磁率を 1 としたときのインダクタの構造で決まるインダクタンスである。

共鳴以上のバイアス磁界に対して $\mu_+ > \mu_-$ であることに注意すると、 $Y_0 = \infty$ であるから、サーキュレータの条件を満足する固有アドミタンスをスミス図上に示すと、図 4.4 のようになる。すなわち、サーキュレータの特性インピーダンスを $R(\Omega)$ とすると、

$$Y_{\pm} = \pm j \frac{1}{\sqrt{3}R} \quad (4.3)$$

(4.2), (4.3) 式より

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\omega L_P} \left(\frac{1}{\mu_-} - \frac{1}{\mu_+} \right) &= \frac{2}{\sqrt{3}R} \\ \omega C_P &= \frac{1}{\omega L_P} \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\mu_+} + \frac{1}{\mu_-} \right) \end{aligned} \right\} \quad (4.4)$$

したがって μ_{\pm} が与えられると、 L_P と C_P の値は一意的に定まる。すなわち、

$$\left. \begin{aligned} L_P &= \frac{\sqrt{3}R}{2\omega} \left(\frac{1}{\mu_-} - \frac{1}{\mu_+} \right) \\ C_P &= \frac{1}{2\omega^2 L_P} \left(\frac{1}{\mu_+} + \frac{1}{\mu_-} \right) \end{aligned} \right\} \quad (4.5)$$

非可逆性指数

$$\eta = \frac{\mu_+ - \mu_-}{\mu_+ + \mu_-} \quad (4.6)$$

を用いて表わすと,

$$\left. \begin{aligned} L_P &= \frac{\sqrt{3}R\eta}{2\omega} \left(\frac{1}{\mu_+} + \frac{1}{\mu_-} \right) \\ C_P &= \frac{1}{\sqrt{3}\omega R\eta} \end{aligned} \right\} \quad (4.7)$$

すなわち, C_P は η と周波数だけで決まることが判る。さらに (3.3) 式の μ_{\pm} を用いると, 共鳴以上の動作の場合 $|r|H_i \gg \omega$, $|r|4\pi M_s \gg \omega$ であることを考慮して,

$$\left. \begin{aligned} L_P &= \frac{\sqrt{3}}{|r|4\pi M_s \left(1 + \frac{H_i}{4\pi M_s}\right)^2} \\ C_P &= \frac{|r|H_i}{\sqrt{3}\omega^2} \left(1 + \frac{H_i}{4\pi M_s}\right) \end{aligned} \right\} \quad (4.8)$$

すなわち, L_P は周波数に無関係である。したがって L_P さえ (4.8) 式を満たすように選ばれているなら, 単に C_P を変えるだけでサーキュレータ特性の中心周波数を可変にできることが判る。

4.2 直列共振形集中定数サーキュレータ

4.2.1 素子値

図 4.3 において回転励振に対する中心導体の電流の総和はつねにゼロであるから, 中心導体の他方の端を共通に接続しさえすれば, 図 4.3 のように接地する必要は全くない。そこで, 中心導体を接地から離すと, 同相励振に対する電流路が断たれ, 同相励振に対する固有インピーダンスが無限大となる。このときのスミス図上における固有インピーダンスの配置を図 4.5 に示した。直列にコンデンサ C_s をそう入しても同相励振に対する固有インピーダンスは変わらず,

$$Z_0 = \infty \quad (4.9)$$

したがって,

$$Z_{\pm} = j\left(\omega\mu_{\pm}L_s - \frac{1}{\omega C_s}\right) = \pm j\frac{R}{\sqrt{3}} \quad (4.10)$$

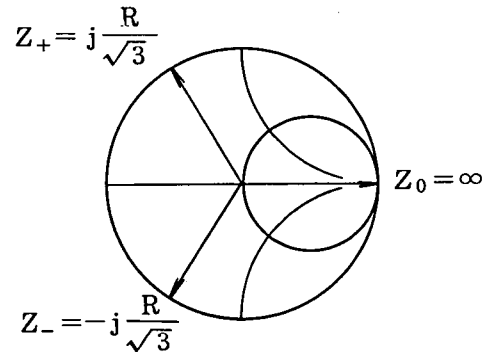


図 4.5 直列共振形集中定数サーキュレータの固有インピーダンス

のとき、特性インピーダンス $R(\Omega)$ のサーキュレータが得られる。以下この形式を S 形集中定数サーキュレータと呼ぶことにする。

(4.9), (4.10) 式より, S 形集中定数サーキュレータの素子値 L_S, C_S は,

$$\left. \begin{aligned} L_S &= \frac{R}{\sqrt{3} \omega \eta} \cdot \frac{2}{\mu_+ + \mu_-} \\ C_S &= \frac{\sqrt{3} \eta}{\omega R} \end{aligned} \right\} \quad (4.11)$$

となり, この場合も ωC_S は η のみで決定される。

η と C_P, C_S との関係を

図 4.6 に示した。 $\eta \doteq 0.6$ のときには $C_P \doteq C_S$ であるが, 通常共鳴以上の動作に対して, このような大きな η の値は, 動作点が磁気共鳴点に接近しすぎて, フェライトの損失が増加するので使用できない。実用的な $\eta \doteq 0.2$ のときは $C_P \doteq 10 C_S$ となり, P 形の方がインダクタンス L が小さくて済むことになる。低い

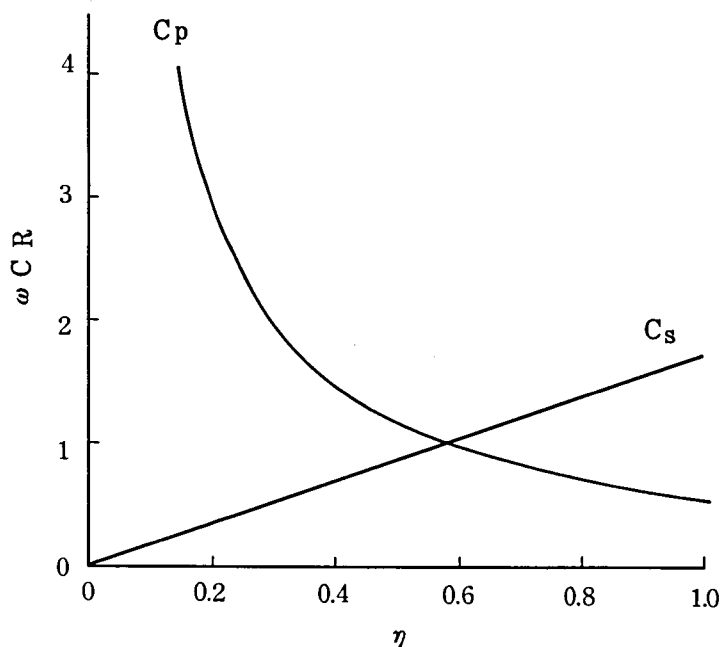


図 4.6 非可逆性指数と静電容量 C_P, C_S

インダクタンスの方がフェライトの寸法が小さくなるばかりでなく, 中心導体幅を広く設計できるので, バイアス直流磁界と直交した高周波磁界のフェライト内部における一様な分布が得やすく, P 形の方がより帯域幅の広いサーキュレータを実現することができる。

4.3 比帯域幅

4.3.1 共鳴以上の動作

サーキュレータの最も重要な性能指数である比帯域幅について P 形と S 形の比較を行なう。ここでは透磁率 μ_{\pm} の周波数依存性を無視した取扱いから始める。これは共鳴以上の動作に適用される。まず P 形について考えると, 基準コンダクタンス $G (= R^{-1})$, R はサ

ーキュレータの特性インピーダンス)で正規化した固有アドミタンスは(4.1), (4.2)式から,

$$y_0 = \infty$$

$$y_{\pm} = j \left(\omega C_P - \frac{1}{\omega \mu_{\pm} L_P} \right) R = \pm j \frac{1}{\sqrt{3}} \quad (4.12)$$

固有アドミタンスとS行列の固有値との関係は,

$$S = \frac{1-y}{1+y} \quad (4.13)$$

であるから,

$$\delta S = - \frac{2}{(1+y)^2} \delta y \quad (4.14)$$

(4.12)を(4.14)式に代入して

$$\left. \begin{aligned} \delta S_0 &= 0 \\ \delta S_{\pm} &= -\frac{3}{4} (1 \pm j\sqrt{3}) \delta y_{\pm} \end{aligned} \right\} \quad (4.15)$$

しかるに(2.10)式から

$$\delta S_{11} = \frac{1}{3} (\delta S_0 + \delta S_+ + \delta S_-) \quad (4.16)$$

(4.15)式を代入して,

$$\delta S_{11} = -\frac{1}{4} \{ (\delta y_+ + \delta y_-) + j\sqrt{3} (\delta y_+ - \delta y_-) \} \quad (4.17)$$

さらに(4.12)式から, μ_{\pm} の周波数依存性を無視して,

$$\delta y_{\pm} = j \left(\omega_0 C_P + \frac{1}{\omega_0 \mu_{\pm} L_P} \right) R \delta \quad (4.18)$$

ただし,

$$\delta = \frac{\delta \omega}{\omega_0}, \quad \omega = \omega_0 + \delta \omega \quad (4.19)$$

$\omega = \omega_0$ において(4.12)式が成立するから, この関係を用いて, δy_{\pm} を求め,(4.17)

式に代入して

$$\delta S_{11} = \left(-\frac{1}{2} - jQ_P \right) \delta, \quad Q_P = \omega_0 C_P R \quad (4.20)$$

また,(4.12)式から, 非可逆性指数は

$$\eta = \frac{\mu_+ - \mu_-}{\mu_+ + \mu_-} = \frac{1}{\sqrt{3} Q_P} \quad (4.21)$$

したがって,

$$Q_P = \frac{1}{\sqrt{3} \eta} \quad (4.22)$$

(4.20) 式に代入して,

$$|\delta S_{11}| = \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{1}{3\eta^2}} \cdot |\delta| \quad (4.23)$$

同様にして S 形のサーキュレータについても $|\delta S_{11}|$ が算出できる。すなわち, 固有インピーダンスと S 行列の固有値との関係は

$$S = \frac{z-1}{z+1} \quad (4.24)$$

であるから,

$$\delta S = \frac{2}{(z+1)^2} \delta z \quad (4.25)$$

(4.9), (4.10) 式を基準インピーダンス R で正規化して

$$\left. \begin{aligned} z_0 &= \infty \\ z_{\pm} &= j \left(\omega \mu_{\pm} L_S - \frac{1}{\omega C_S} \right) \frac{1}{R} = \pm j \frac{1}{\sqrt{3}} \end{aligned} \right\} \quad (4.26)$$

(4.25) に代入して,

$$\left. \begin{aligned} \delta S_0 &= 0 \\ \delta S_{\pm} &= \frac{3}{4} (1 \mp j \sqrt{3}) \delta z_{\pm} \end{aligned} \right\} \quad (4.27)$$

これを (4.16) に代入して,

$$\delta S_{11} = \frac{1}{4} \{ (\delta z_+ + \delta z_-) + j \sqrt{3} (\delta z_- - \delta z_+) \} \quad (4.28)$$

さらに, (4.26) から,

$$\delta z_{\pm} = j \left(\omega_0 \mu_{\pm} L_S + \frac{1}{\omega_0 C_S} \right) \frac{1}{R} \delta \quad (4.29)$$

(4.28) 式に代入して整理すると,

$$\delta S_{11} = \left(\frac{1}{2} + j Q_S \right) \delta, \quad Q_S = \frac{1}{\omega_0 C_S R} \quad (4.30)$$

また (4.26) から, 非可逆性指数は

$$\eta = \frac{\mu_+ - \mu_-}{\mu_+ + \mu_-} = \frac{1}{\sqrt{3} Q_S}$$

$$\therefore Q_S = \frac{1}{\sqrt{3} \eta} \quad (3.31)$$

したがって,

$$|\delta S_{11}| = \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{1}{3\eta^2}} |\delta| \quad (4.32)$$

この式は(4.23)式と全く同一である。すなわちP形もS形も同じ大きさの比帯域幅を有する。したがってP形とS形いずれの回路構成を選ぶかは性能ではなく、素子値の大小による製作上の難易さを考えて決めなければならない。

なお、通常サーキュレータの比帯域幅はアイソレーション20dB、入力VSWR1.2で規定されるから、 $|\delta S_{11}|_{\max} = 0.1$ とにおいて、比帯域幅wは、

$$w = 2|\delta|_{\max} = 0.2 \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{1}{3\eta^2}} \quad (4.33)$$

で与えられる。 η を増すほど比帯域幅の増すこと、しかし、その最大値は40%を越えないことなどがうかがえる。本節の初めに仮定したように共鳴以上の動作に対しては、 η を大きく選ぶためには、磁界動作点を磁気共鳴点に接近させなければならない。しかし、このとき共鳴吸収による損失がふえるので、低損失サーキュレータの実現に適した η の範囲はたかだか0.2に限られる。 $\eta = 0.2$ のとき比帯域幅wはほぼ7%である。

(26)

4.3.2 低磁界動作

周波数が1GHz以上のいわゆるマイクロ波領域では低磁界動作のフェライトを用いることができる。このとき、円偏波透磁率は

$$\mu_{\pm} = 1 \mp P = 1 \mp \frac{|r|4\pi M_S}{\omega} \quad (4.34)$$

と表わされるが、Pはかなり大きい値をとるので、低磁界動作サーキュレータの比帯域幅を求めるには μ_{\pm} の周波数依存性を考慮する必要がある。まずS形の場合、 μ_{\pm} の周波数特性を考えると、(4.26)式から

$$\delta z_{\pm} = j \frac{1}{R} \left(\omega_0 \mu_{\pm} L_S + \frac{1}{\omega_0 C_S} \right) \frac{\delta \omega}{\omega_0} + j \frac{\omega_0 L_S}{R} \cdot \frac{d\mu_{\pm}}{d\omega} \delta \omega \quad (4.35)$$

しかるに、(4.34)式から

$$\left. \frac{d\mu_{\pm}}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} = \pm \frac{|r|4\pi M_S}{\omega_0^2}$$

$$p_0 = \frac{|r| 4\pi M_S}{\omega_0} \text{ において}$$

$$\frac{d\mu_{\pm}}{d\omega} = \pm \frac{p_0}{\omega_0} \quad (4.36)$$

$$\therefore \delta z_{\pm} = j \frac{1}{R} \left\{ \left(\omega_0 \mu_{\pm} L_S + \frac{1}{\omega_0 C_S} \right) \pm \omega_0 L_S P_0 \right\} \delta, \quad \delta = \frac{\delta \omega}{\omega_0} \quad (4.37)$$

さらに, (4.26) 式から,

$$\left. \begin{aligned} \omega_0 L_S (\mu_+ + \mu_-) &= 2\omega_0 L_S = \frac{2}{\omega_0 C_S} \\ \omega_0 L_S (\mu_+ - \mu_-) &= -2\omega_0 L_S p_0 = -\frac{2}{\sqrt{3}} R \end{aligned} \right\} \quad (4.38)$$

(4.37), (4.38) を (4.28) 式に代入して,

$$\delta z_+ + \delta z_- = j 4 \frac{\omega_0 L_S}{R} \delta = j 4 Q_S \delta$$

$$\delta z_+ - \delta z_- = 0$$

$$\therefore \delta S_{11} = j Q_S \delta, \quad Q_S = \frac{\omega_0 L_S}{R} \quad (4.39)$$

また (4.38) 式から,

$$Q_S = \frac{1}{\sqrt{3} p_0} \quad (4.40)$$

$$\therefore \delta S_{11} = j \frac{1}{\sqrt{3} p_0} \delta \quad (4.41)$$

$|\delta S_{11}| < 0.1$ をサーキュレータの帯域として, $\delta_{\max} = 0.1 \times \sqrt{3} p_0$

したがって比帯域幅は

$$w_s = 2\delta_{\max} = 0.2\sqrt{3} p_0 \quad (4.42)$$

で与えられる。 p_0 と w_s との関係を図 4.7 に示した。すなわち, S 形サーキュレータの比帯域幅は $p_0 = 0.7$ のとき $w_s = 24\%$ である。

つぎに p 形の場合は, (4.12) 式から,

$$\delta y_{\pm} = j R \left[\left(\omega_0 C_P + \frac{1}{\omega_0 \mu_{\pm}^2 L_P} \right) \frac{\delta \omega}{\omega_0} \pm \frac{1}{\omega_0 \mu_{\pm}^2 L_P} \cdot \frac{d\mu_{\pm}}{d\omega} \delta \omega \right]$$

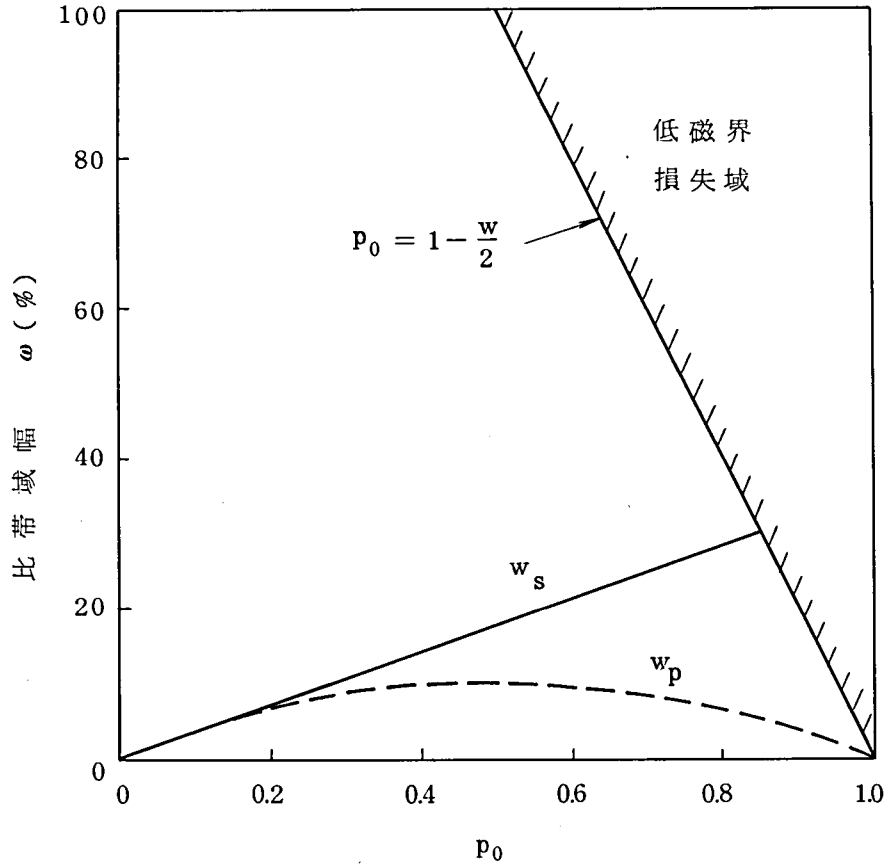


図 4.7 磁化パラメータと低磁界動作集中定数サーキュレータの比帯域幅
(並列共振形と直列共振形との比較)

$$= j R \left[\left(\omega_0 C_P + \frac{1}{\omega_0 \mu_{\pm} L_P} \right) \pm \frac{p_0}{\omega_0 \mu_{\pm}^2 L_P} \right] \delta \quad (4.43)$$

しかるに (4.12) 式から,

$$\frac{R}{\omega_0 L_P} \left(\frac{1}{\mu_+} + \frac{1}{\mu_-} \right) = 2 \omega_0 C_P R = 2 Q_P$$

$$\frac{R}{\omega_0 L_P} \left(\frac{1}{\mu_+} - \frac{1}{\mu_-} \right) = \frac{2}{\sqrt{3}}$$

(4.34) 式を代入して

$$\frac{R}{\omega_0 L_P} \cdot \frac{1}{1-p_0^2} = Q_P, \quad \frac{R}{\omega_0 L_P} \cdot \frac{p_0}{1-p_0^2} = \frac{1}{\sqrt{3}}$$

$$\therefore \omega_0 C_P R = \frac{1}{\sqrt{3} p_0} \quad (4.44)$$

$$\frac{R}{\omega_0 L_P} = \frac{1-p_0^2}{\sqrt{3} p_0}$$

(4.43) 式に代入して,

$$\left. \begin{aligned} \delta y_+ &= j \frac{2}{\sqrt{3} p_0 (1-p_0)} \delta \\ \delta y_- &= j \frac{2}{\sqrt{3} p_0 (1+p_0)} \delta \end{aligned} \right\} \quad (4.45)$$

(4.17) 式に代入して

$$\delta S_{11} = \frac{1}{1-p_0^2} \left(1 - j \frac{1}{\sqrt{3} p_0} \right) \delta \quad (4.46)$$

$|\delta S_{11}| < 0.1$ において, P形サーキュレータの比帯域幅は,

$$w_p = 0.2 (1-p_0^2) \sqrt{1 + \frac{1}{3 p_0^2}} \quad (4.47)$$

を得る。 p_0 と w_p との関係も図 4.6 中に点線で示したが, w_p はたかだか 10% であることが判る。したがって, 低磁界動作の場合は S 形の方が比帯域幅の大きなサーキュレータが得られる。しかし, S 形の集中定数サーキュレータを実現するには, $z_0 = \infty$ とするため対接地浮遊容量の小さい物理的に超小形のインダクタを使用する必要がある。

4.4 フェライト内部の磁界分布

集中定数形サーキュレータは基本的に P 形と S 形との 2 形式に大別されることを述べたが, いずれの場合も非可逆性結合インダクタと可逆性の整合コンデンサとの組合せとなっている点は共通している。サーキュレータの性能限界を考究するには, まず非可逆性結合部分の動作を明確に把握しておく必要がある。そして, 一たん 2.4 節で述べた真性入力インピーダンスさえ求まれば, サーキュレータの合成は可逆性 2 端子インピーダンスの整合問題に帰着する。したがってサーキュレータ研究の本質は非可逆性結合インダクタの特性を明らかにする点にある。ここでは, 従来取扱われていないフェライト内部の磁界または磁束の分布を P 形と S 形それぞれについて求め, 両者の動作機構上の差違を調べる。

まず P 形の場合, $Y_0 = \infty$ であるから, 同相電流は電源電圧 E と電源の内部抵抗 R とによって決まり,

$$I_0 = \frac{E}{R} \quad (4.48)$$

一方、回転励振に対する電流は、(4.3)式を用いて、

$$I_{\pm} = \frac{E}{R+Y_{\pm}^{-1}} = \frac{E}{R} \cdot \frac{1}{1 \mp j\sqrt{3}} = \frac{E}{2R} e^{\pm j\frac{\pi}{3}} \quad (4.49)$$

したがって、端子電流は

$$\begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \end{pmatrix} = \frac{1}{3} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & e^{-j\alpha} & e^{j\alpha} \\ 1 & e^{j\alpha} & e^{-j\alpha} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_0 \\ I_+ \\ I_- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{E}{2R} \\ \frac{E}{2R} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.50)$$

端子電圧は図4.8から明らかに

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E - I_1 R \\ -I_2 R \\ -I_3 R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{E}{2} \\ -\frac{E}{2} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.51)$$

すなわち、端子①、②、③に入る電力

を P_1, P_2, P_3 とすると、

$$\begin{aligned} P_1 &= \frac{1}{2} V_1 I_1 = \frac{1}{2R} \left(\frac{E}{2} \right)^2, \\ P_2 &= \frac{1}{2} V_2 I_2 = -P_1, \quad P_3 = 0 \end{aligned} \quad (4.52)$$

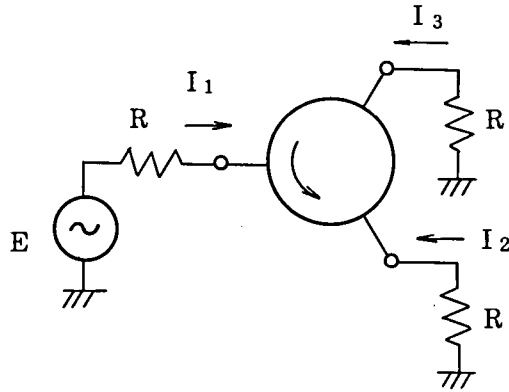


図4.8 サーキュレータの端子電流

となり、端子①から端子②へ電力が伝送されることが判る。

P形集中定数サーキュレータにおけるフェライト内部の磁界分布はコイル電流からつぎのようにして求められる。同相電流は合成ベクトルが零となるから、フェライト内部には全く磁界を生じない。一方、回転励振によりコイルに流れる電流は図4.9を参照して、

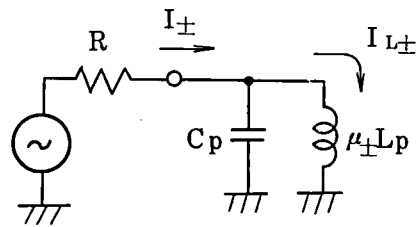


図4.9 回転励振に対する等価回路

$$I_{L\pm} = I_{\pm} \frac{\mp j\sqrt{3}R}{j\omega\mu_{\pm}L} = \mp I_{\pm} \frac{\sqrt{3}R}{\omega\mu_{\pm}L}$$

(4.49)式を代入して、

$$I_{L\pm} = \mp \frac{\sqrt{3}E}{2\omega\mu_{\pm}L} e^{\pm j\frac{\pi}{3}}$$

すなわち,

$$I_{L+} = \frac{1}{\mu_+} I e^{-j \frac{2\pi}{3}}, I_{L-} = \frac{1}{\mu_-} I e^{-j \frac{\pi}{3}}, I = \frac{\sqrt{3} E}{2 \omega L} \quad (4.53)$$

磁界 H はその大きさが電流に比例し、一般に $\mu_+ \neq \mu_-$ であるから、P 形集中定数サーキュレータのフェライト内部に発生する高周波磁界は楕円偏波となる。

磁束密度と磁界との関係は $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$ で与えられ、円偏波透磁率 μ_{\pm} はスカラーであること、および磁界 H が電流 I に対して空間的に $\frac{\pi}{2}$ だけ反時計まわり方向にずれていることを考慮すると,

$$\left. \begin{aligned} |B_+| &= |B_-| = B \\ \arg(B_+) &= -\frac{2\pi}{3} + \frac{\pi}{2} = -\frac{\pi}{6} \\ \arg(B_-) &= -\frac{\pi}{3} - \frac{\pi}{2} = -\frac{5\pi}{6} \end{aligned} \right\} \quad (4.54)$$

ただし、 B_{\pm} は回転磁界成分の振幅である。図 4.10 のように座標軸を取り、電圧を $E \cos \omega t$ とおくと,

$$B_x = B \left\{ \cos \left(\omega t - \frac{\pi}{6} \right) + \cos \left(\frac{5\pi}{6} - \omega t \right) \right\}$$

$$B_y = B \left\{ \cos \left(\omega t - \frac{\pi}{6} \right) + \sin \left(\frac{5\pi}{6} - \omega t \right) \right\}$$

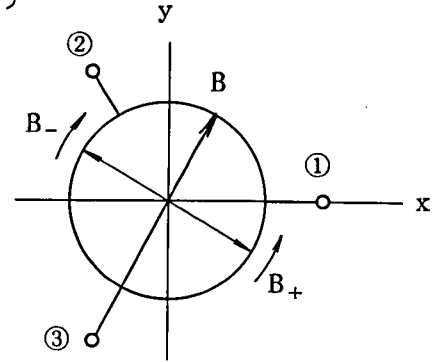


図 4.10 フェライト中の高周波磁束分布 (並列共振形)

すなわち,

$$B_x = 2B \sin \frac{\pi}{6} \sin \omega t, \quad B_y = 2B \cos \frac{\pi}{6} \sin \omega t$$

$$\therefore \mathbf{B} = i B_x + j B_y = B (i + \sqrt{3} j) \sin \omega t \quad (4.55)$$

したがって、磁束 B は端子③のコイルに平行な直線偏波となり、端子③には電圧を誘起せず、端子③はアイソレートされる。

つぎに S 形の場合を考えると、 $Z_0 = \infty$ であるから,

$$I_0 = 0, \quad V_0 = E \quad (4.56)$$

回転励振に対しては、(4.10) 式を用いて,

$$I_{\pm} = \frac{E}{R} \cdot \frac{1}{1 \pm j \frac{1}{\sqrt{3}}} = \frac{E}{2R} e^{\mp j \frac{\pi}{6}} \quad (4.57)$$

したがって、端子電流は,

$$\begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \end{pmatrix} = \frac{1}{3} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & e^{-j\alpha} & e^{j\alpha} \\ 1 & e^{j\alpha} & e^{-j\alpha} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ I_+ \\ I_- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{E}{2R} \\ -\frac{E}{2R} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.58)$$

P形における端子電流の式(4.50)と比較すると、 I_2 の向きが逆になり、電圧 V_1 と V_2 とが同相になっている。 $I_3=0$ であるから、S形でも電力はP形と同様に端子①から②の方向に伝送される。

さらに、フェライトを装荷したコイル部分の電圧、電流を考えると、S形の場合、 $I_0=0$ であるから、コイル部分の電圧も端子電圧に等しく、

$$V_{L0} = V_0 = E \quad (4.59)$$

回転励振によりコイルに流れる電流は(4.57)式ですでに与えられている。したがって回転励振によるコイル部分だけに生じる電圧は、

$$V_{L\pm} = j\omega\mu_{\pm}L_S I_{\pm} = j\omega\mu_{\pm}L_S \frac{\sqrt{3}E}{2R} e^{\mp j\frac{\pi}{6}}$$

各コイルの端子電圧は、

$$\begin{pmatrix} V_{L1} \\ V_{L2} \\ V_{L3} \end{pmatrix} = \frac{1}{3} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & e^{-j\alpha} & e^{j\alpha} \\ 1 & e^{j\alpha} & e^{-j\alpha} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ V_{L+} \\ V_{L-} \end{pmatrix}$$

すなわち、

$$\left. \begin{aligned} V_{L1} &= \frac{E}{3} \left\{ 1 + j \frac{\sqrt{3}\omega L_S}{2R} \left\{ \frac{\sqrt{3}}{2}(\mu_+ + \mu_-) - \frac{j}{2}(\mu_+ - \mu_-) \right\} \right\} \\ V_{L2} &= \frac{E}{3} \left\{ 1 - j \frac{\sqrt{3}\omega L_S}{2R} \left\{ \frac{\sqrt{3}}{2}(\mu_+ + \mu_-) + \frac{j}{2}(\mu_+ - \mu_-) \right\} \right\} \\ V_{L3} &= \frac{E}{3} \left\{ 1 - \frac{\sqrt{3}\omega L_S}{2R} (\mu_+ - \mu_-) \right\} \end{aligned} \right\} \quad (4.60)$$

(4.10) 式の関係を用いて μ_{\pm} を消去すると、

$$\left. \begin{aligned} V_{L1} &= \frac{E}{2R} (R - j\omega C_S) \\ V_{L2} &= \frac{E}{2R} (R + j\omega C_S) \\ V_{L3} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (4.61)$$

(4.60) 式の第一項は同相励振によりコンデンサを介して静電結合した端子③のコイル

端に生じる電圧を表わしている。 $V_{L3}=0$ となるのは、この同相励振による電圧と回転励振による電圧とが打消し合った結果であることが、以下のようにして判る。

S形サーキュレータにおけるフェライト内部の磁界を求めると、磁界Hの大きさは電流に比例し、その方向が空間的に $\frac{\pi}{2}$ だけ反時計まわりにずれているから、(4.56)、(4.57)式より、

$$H_0=0, \quad |H_+| = |H_-| = H$$

$$\arg(H_+) = -\frac{\pi}{6} + \frac{\pi}{2} = \frac{\pi}{3}$$

$$\arg(H_-) = \frac{\pi}{6} - \frac{\pi}{2} = -\frac{\pi}{3}$$

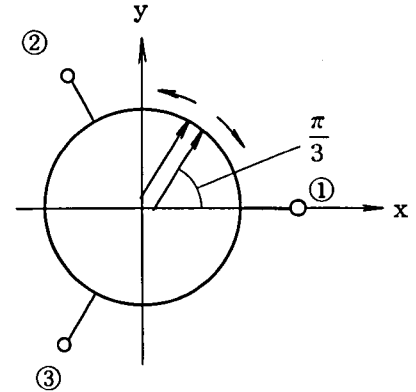


図 4.11 フェライト中の高周波磁界分布(直列共振形)

図 4.11 のように座標軸をとり、電圧を $E \cos \omega t$ とおくと、

$$H = H(i + \sqrt{3} j) \cos \omega t \quad (4.62)$$

すなわち、S形の場合はP形と対照的に磁界が直線偏波となる、磁束密度は、

$$\left. \begin{aligned} B_+ &= \mu_+ H_+ = \mu_+ H e^{j\frac{\pi}{3}} \\ B_- &= \mu_- H_- = \mu_- H e^{-j\frac{\pi}{3}} \end{aligned} \right\} \quad (4.63)$$

共鳴以上の動作の場合 $\mu_+ > \mu_-$ であるから、磁束密度は楕円偏波となり、図 4.12 のような時間変化を示す。端子③のコイルにも鎖交する磁束成分が存在し、電圧を誘起するが、この電圧 V_{L3} は同相励振による静電結合電圧によって打消され、端子③の電圧は零となるのである。

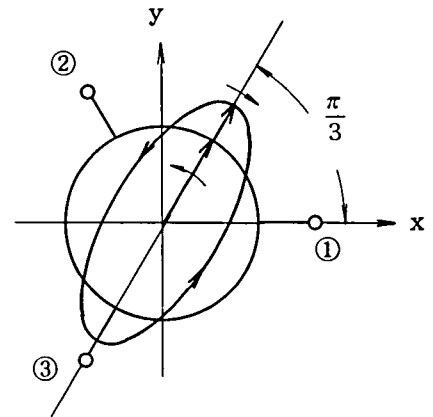


図 4.12 フェライト中の高周波磁束分布(直列共振形)

4.5 その他の形式

第2章で論じたようにサーキュレータは S_{12}

≒ S_{13} であるような非可逆結合度を有する接合部さえあれば、これに外部補正回路を付加して合成することができる。このとき接合部の真性入力インピーダンスを求めておけば広帯域サーキュレータの合成は単なる可逆回路の広帯域整合問題に帰着する。4.1節では集

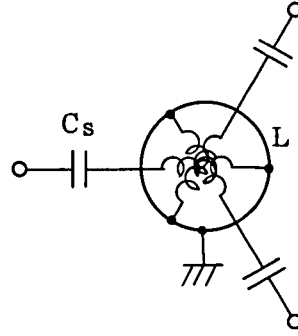
中定数サーキュレータの基本的な形式としてP形とS形のサーキュレータを取扱ったが、さらに異なる接合部と整合素子の組合せによってもサーキュレータ特性を実現することができる。本節ではその二、三について言及する。

4.5.1 中点短絡直列共振形サーキュレータ ⁽²⁷⁾

中点短絡S形サーキュレータの等価回路を
図4.13に示した。

固有インピーダンスは、

$$\left. \begin{aligned} Z_0 &= -j \frac{1}{\omega C_S} \\ Z_{\pm} &= j \left(\omega \mu_{\pm} L - \frac{1}{\omega C_S} \right) \end{aligned} \right\} \quad (4.64) \quad \text{図 4.13 中点短絡直列共振形集中定数} \\ \text{サーキュレータの等価回路}$$



で与えられる。サーキュレータの条件はつぎのようにして求めることができる。

$$Q_S = \frac{1}{\omega C_S R} \quad (4.65)$$

とおくと、正規化インピーダンスは、

$$z_0 = -j Q_S = \frac{1 + S_0}{1 - S_0} \quad (4.66)$$

$$\therefore S_0 = -\frac{1 + j Q_S}{1 - j Q_S} = -\frac{1 - Q_S^2}{1 + Q_S^2} - j \frac{2 Q_S}{1 + Q_S^2} \quad (4.67)$$

いま $S_0 = e^{j\varphi}$ とおくと、

$$\varphi = \tan^{-1} \frac{2 Q_S}{1 - Q_S^2} \pm \pi$$

サーキュレータの条件は、S行列の固有値 S_0, S_{\pm} がたがいに120度の位相差を有することであるから、

$$S_{\pm} = e^{j\varphi} e^{\pm j \frac{2\pi}{3}} \quad (4.68)$$

$$\therefore z_{\pm} = \frac{1 + S_{\pm}}{1 - S_{\pm}} = \mp j \frac{\sqrt{3} \pm Q_S}{1 \mp \sqrt{3} Q_S} \quad (4.69)$$

(4.64)と(4.69)式から

$$\left. \begin{aligned} (\mu_+ + \mu_-) \frac{\omega L}{R} &= \frac{6 Q_S (1 + Q_S^2)}{3 Q_S^2 - 1} \\ (\mu_+ - \mu_-) \frac{\omega L}{R} &= \frac{2 \sqrt{3} (1 + Q_S^2)}{3 Q_S^2 - 1} \end{aligned} \right\} \quad (4.70)$$

$$\therefore \eta = \frac{\mu_+ - \mu_-}{\mu_+ + \mu_-} = \frac{1}{\sqrt{3} Q_S} \quad (4.71)$$

したがって、フェライトのバイアス磁界動作点を与えれば、 Q_S または C_S が決まり、さらに (4.70) 式を用いて L を決定することができる。さらにこの構造のサーキュレータは単に回転励振に対する固有インピーダンスに止まらず、同相固有インピーダンスも周波数依存性を有し、たがいにそれらの入力インピーダンス変化への寄与を部分的にも相殺するので、P 形、S 形よりも広帯特性が得られる。 $Q_S \approx 1$ の動作点で設計し、比帯域幅 15% の得られることが実験的にも確認された。

4.5.2 中点開放並列共振形サーキュレータ

中点開放の P 形サーキュレータの等価回路を図 4.13 に示した。4.1 節に述べた P 形と S 形との関係と全く同様にして中点短絡 S 形に対しこのような形式の回路構成が考えられる。固有アドミタンスは

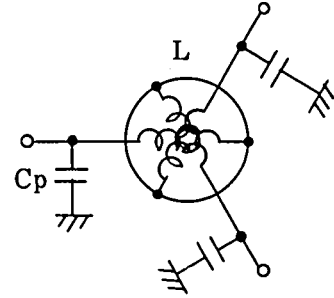


図 4.14 中点開放並列共振形集中定数サーキュレータの等価回路

$$\left. \begin{aligned} Y_0 &= j\omega C_P \\ Y_{\pm} &= j\left(\omega C_P - \frac{1}{\omega \mu_{\pm} L}\right) \end{aligned} \right\} \quad (4.72)$$

$$Q_P = \omega C_P R \quad (4.73)$$

とおくと、正規化アドミタンスは、

$$y_0 = jQ_P = \frac{1 - S_0}{1 + S_0} \quad (4.74)$$

$$\therefore S_0 = \frac{1 - jQ_P}{1 + jQ_P} = \frac{1 - Q_P^2}{1 + Q_P^2} - j \frac{2Q_P}{1 + Q_P^2} \quad (4.75)$$

$S_0 = e^{j\varphi}$ とおくと、サーキュレータの条件は、

$$S_{\pm} = e^{j\varphi} e^{\pm j\frac{2\pi}{3}} \quad (4.76)$$

$$\therefore y_{\pm} = \frac{1 - S_{\pm}}{1 + S_{\pm}} = \mp j \frac{\sqrt{3} \mp Q_P}{1 \pm \sqrt{3} Q_P} \quad (4.77)$$

(4.72) と (4.77) 式とから

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{\mu_+} + \frac{1}{\mu_-}\right) \frac{R}{\omega L} &= \frac{6Q_P(1+Q_P^2)}{3Q_P^2-1} \\ \left(\frac{1}{\mu_-} - \frac{1}{\mu_+}\right) \frac{R}{\omega L} &= \frac{2\sqrt{3}(1+Q_P^2)}{3Q_P^2-1} \quad (4.79) \\ \therefore \eta &= \frac{\mu_+ - \mu_-}{\mu_+ + \mu_-} = \frac{1}{\sqrt{3}Q_P} \end{aligned}$$

したがって前項同様フェライトのバイアス磁界動作点を与えれば材料定数から η が定まり、これに対応して Q_P または C_P が決まる。さらに (4.78) 式を用いて L を決定することができる。

4.5.3 中点容量性接地並列共振形サーキュレータ (18)(19)

前項の回路構成において非可逆結合インダクタの網状に組合せた中心導体間の浮遊容量 C_1 、および、インダクタの対接地浮遊容量 C_2 を考慮すると、図 4.15 に示したような等価回路が得られる。コンデンサ C_1 は回転励振、コンデンサ C_2 は同相励振の固有アドミタンスにのみ関係するから、図 4.15 の回路に対する固有アドミタンスは、

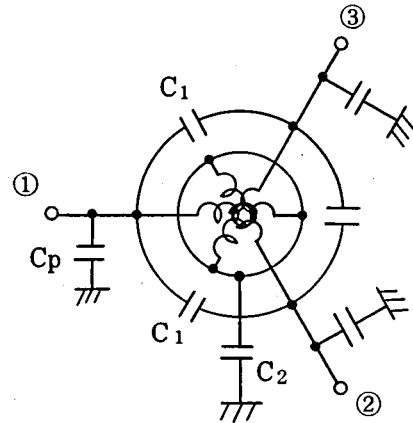


図 4.15 中点容量性接地並列共振形集中定数サーキュレータの等価回路

$$\left. \begin{aligned} Y_0 &= j\omega\left(C_P + \frac{C_2}{3}\right) \\ Y_{\pm} &= j\left\{\omega(C_P + 3C_1) - \frac{1}{\omega\mu_{\pm}L}\right\} \end{aligned} \right\} \quad (4.80)$$

で与えられる。コイル間容量 C_1 は $\Delta-Y$ の変換により $3C_1$ として C_P に加わる。各端子の並列容量を取除いて $C_P=0$ としてもなお調整可能なパラメータとしてインダクタンス L のほかに C_1 、 C_2 の二つの静電容量があり、設計の自由度が既述のどの回路構成よりも大きくなっている。そのため、任意のインダクタンス L に対しても、勿論その範囲は限られるものの、 C_1 、 C_2 を適当に定めることによってサーキュレータ条件を満足することができる。 C_1 、 C_2 を解析的に解くこともできるはずであるが、簡単ではない。ここでは Fletcher-Powell 法⁽²⁸⁾ によるパラメータの最適化プログラムを用いて、所定の周波数において $VSWR=1.0$ となるように C_1 、 C_2 を定めた。

Fletcher-Powell 法は最適化の過程で、最適化関数の微係数を必要とする。この微係数が解析的に求められると、計算は安定しかも確実に収束する。入力パラメータは、

- (1) 中心周波数 ω (たとえば, 1.7 GHz)
- (2) フェライトの磁化パラメータ P
- (3) インダクタンス L
- (4) コンデンサ C_1 , C_2 の初期値

である。最適化する目的関数は中心周波数における VSWR とした。その最小値は 1.0 である。固有アドミタンスは (4.80) 式で与えられているから、固有値は (4.13) 式を用いて容易に換算できる。固有値から S 行列の要素 S_{11} は (2.10) 式で与えられる。 S_{11} が求まると、VSWR は

$$VSWR = \frac{1+\rho}{1-\rho}, \quad \rho = |S_{11}| \quad (4.81)$$

である。電圧定在波比 VSWR の偏微分係数は、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial(VSWR)}{\partial C_2} &= \frac{d(VSWR)}{d\rho} \cdot \frac{\partial\rho}{\partial b_1} \cdot \frac{\partial b_1}{\partial C_2} \\ \frac{\partial(VSWR)}{\partial C_1} &= \frac{d(VSWR)}{d\rho} \left(\frac{\partial\rho}{\partial b_2} \frac{db_2}{dC_1} + \frac{\partial\rho}{\partial b_3} \cdot \frac{db_3}{dC_1} \right) \end{aligned} \right\} \quad (4.82)$$

ただし、

$$\left. \begin{aligned} b_1 &= I_m(y_0) = \omega \frac{C_2}{3} R \\ b_2 &= I_m(y_+) = \left(3\omega C_1 - \frac{1}{\omega\mu_+L} \right) R \\ b_3 &= I_m(y_-) = \left(3\omega C_1 - \frac{1}{\omega\mu_-L} \right) R \end{aligned} \right\} \quad (4.83)$$

(4.81) 式より、

$$\frac{d(VSWR)}{d\rho} = \frac{2}{(1-\rho)^2} \quad (4.84)$$

(4.83) 式を (4.80) に代入して、

$$y_0 = jb_1, \quad y_+ = jb_2, \quad y_- = jb_3 \quad (4.85)$$

$$\therefore S_0 = \frac{1-jb_1}{1+jb_1}, \quad S_+ = \frac{1-jb_2}{1+jb_2}, \quad S_- = \frac{1-jb_3}{1+jb_3}$$

したがって,

$$S_{11} = \frac{1}{3} \left\{ \sum_{i=1}^3 \frac{1-b_i^2}{1+b_i^2} + j \sum_{i=1}^3 \frac{-2b_i}{1+b_i^2} \right\} \quad (4.86)$$

$$\rho = \left\{ [R_e(S_{11})]^2 + [I_m(S_{11})]^2 \right\}^{\frac{1}{2}}$$

すなわち,

$$\frac{\partial \rho}{\partial b_i} = -\frac{2}{3} \cdot \frac{1}{\rho(1+b_i^2)^2} \{ R_e(S_{11})2b_i + I_m(S_{11})(1-b_i^2) \} \quad (4.87)$$

さらに,

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial b_1}{\partial C_2 (\text{pF})} &= \omega R \frac{1}{3} \times 10^{-12} \\ \frac{\partial b_2}{\partial C_1 (\text{pF})} &= \frac{\partial b_3}{\partial C_1 (\text{pF})} = 3\omega R \times 10^{-12} \end{aligned} \right\} \quad (4.88)$$

(4.84), (4.87), (4.88)を(4.82)式に代入して,

$$\frac{\partial (\text{VSWR})}{\partial C_1} = 3P(Q_2+Q_3), \quad \frac{\partial (\text{VSWR})}{\partial C_2} = \frac{P \cdot Q_1}{3} \quad (4.89)$$

ただし,

$$\left. \begin{aligned} P &= -\frac{4}{3} \cdot \frac{\omega R}{\rho(1-\rho)^2} \times 10^{-12} \\ Q_i &= \frac{1}{(1+b_i^2)^2} \left[R_e(S_{11})2b_i + I_m(S_{11})(1-b_i^2) \right] \end{aligned} \right\} \quad (4.90)$$

最適化計算の試行例を表4.1に示した。初期値から,

収束に到る経路を図4.16に示した。良好な収束状

況が判る。このようにして、回路定数が決まれば,

サーキュレータの周波数特性を算出するのは、すで

に容易である。

まず、 $P = 0.5, 0.6$ の場合について、サーキュレータの条件を満足する C_1, C_2 の値を求め、 L の関数として、図4.17に示した。各回路定数の組合せに対して比帯域幅を算出し、図4.18に示した。この図は $C_2 = \infty$ の並列共振形、あるいは直列共振形といった既述の集中定数形サーキュレータよりもは

表 4.1 最適化計算の試行例
($f_0=1.7\text{GHz}$, $P=0.4$, $L=1.5\text{nH}$)

No	$3C_1(\text{pF})$	$C_2(\text{pF})$	VSWR
1	5.0000	3.0000	2.0268
2	2.5349	2.6701	1.6214
3	3.3099	2.8403	1.5351
4	3.8213	3.6408	1.4219
5	3.3549	4.6236	1.2177
6	3.5961	4.6674	1.1632
7	3.8267	5.6104	1.0938
8	3.6751	5.7053	1.0454
9	3.7595	5.9865	1.0151
10	3.7647	6.1365	1.0056
11	3.7582	6.1365	1.0030
12	3.7540	6.1158	1.0015
13	3.7530	6.1032	1.0008
14	3.7535	6.0990	1.0004
15	3.7543	6.1010	1.0002
16	3.7545	6.1033	1.0001
17	3.7544	6.1037	1.0000
18	3.7543	6.1034	1.0000
19	3.7543	6.1031	1.0000
20	3.7543	6.1031	1.0000

るかに広帯域特性を実現できる可能性を示している。さらに、比帯域幅を p の関数として図 4.19 に表示した。

この図から、

(1) p の値の如何にかかわらず、 L のある値に対して最大の比帯域幅が得られること、

(2) p の値が大きい程、大きな比帯域幅の得られること、

が判る。しかも L , C_1 , C_2 を最適に選択すれば、図 4.15 の回路構成で、40% 以上の比帯域幅を実現できることが明らかになった。

4.5.4 マイクロ波集中定数サークュレータ (26)

近年、セラミック基板上のマイクロストリップ線路を主体としたマイクロ波集積回路

(Microwave Integrated Circuits,

MIC) はマイクロ波部品の著しい小形化を可能にしている。しかし、サークュレータ、アイソレータ等フェライトを用いた非可逆伝送回路素子はもともとフェライトのテンソル

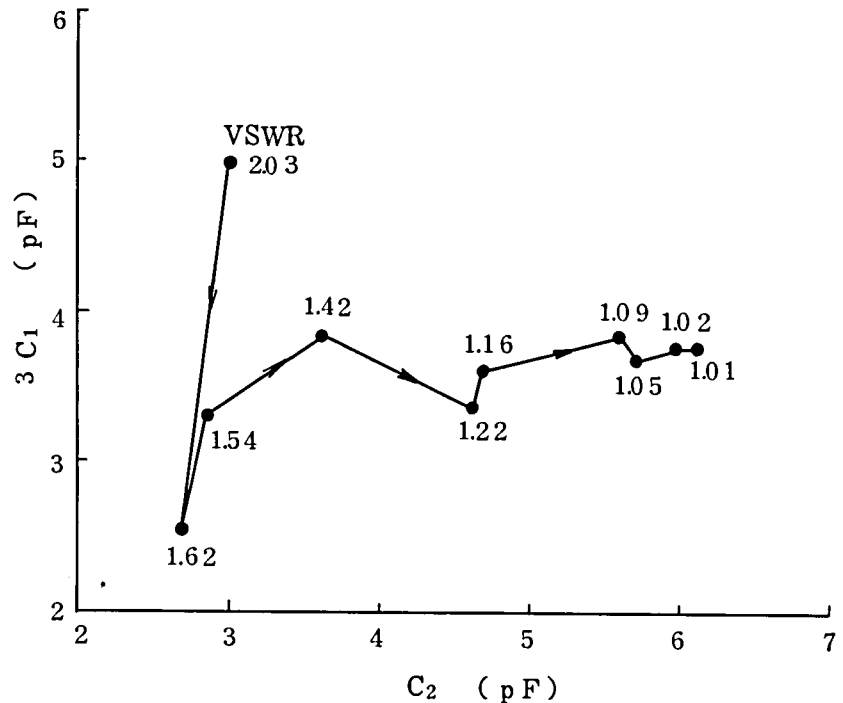


図 4.16 初期値から、収束に到る経路

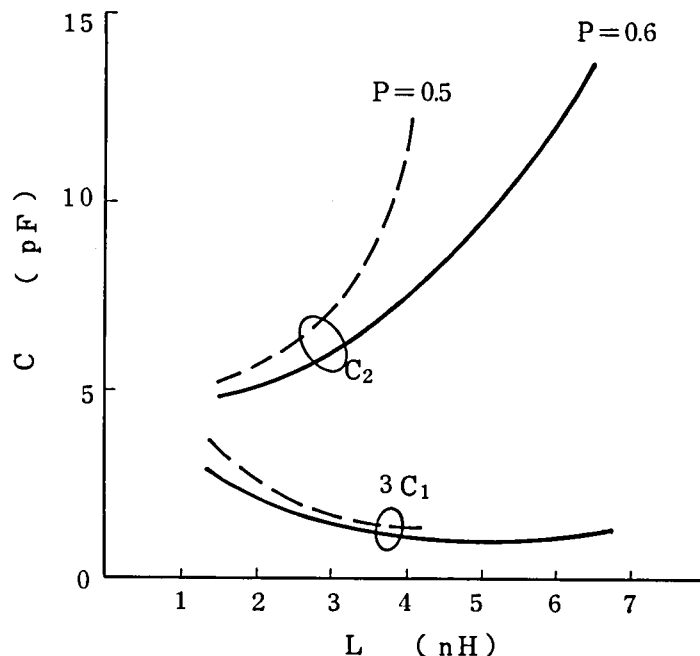


図 4.17 インダクタンス L と C_1 , C_2

透磁率によって電磁波の進行方向を偏向させる原理を利用しており、本来分布定数素子と考えられるので、その大きさは波長に比例して大形化する。既述の集中定数サーキュレータはVHF, UHF 帯サーキュレータの小形化に寄与したが、MIC の進歩に伴って、1～4 GHz の低マイクロ波領域のサーキュレータを集中定数化することがきわめて重要と

みなされる。

MIC に適したサーキュレータを設計する際の一つの利点はフェライトが低損失の誘電体でもあるため、基板材料としても使用できることである。従来の MIC 用サーキュレータは、セラミック基板に穴をあけてフェライト円板を埋め込むか、サーキュレータを必要と

する回路部分だけフェライト基板を用いる方法によって製作されている。しかし、サーキュレータを集中定数化することによって、半導体素子をセラミック基板にマウントすると同様に、フェライト装荷インダクタをセラミック基板にマウントすることが可能である。

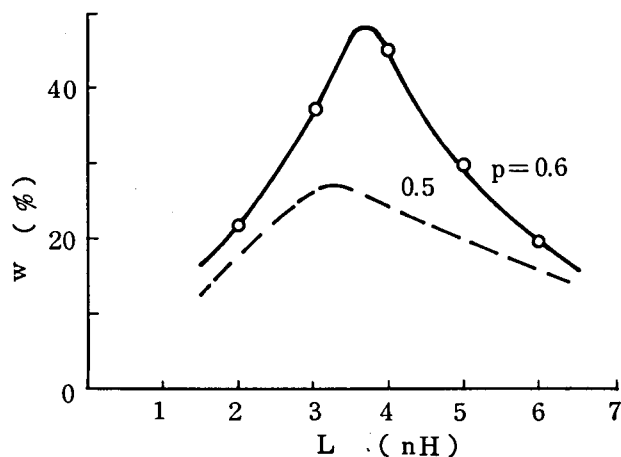


図 4.18 インダクタンス L と比帯域幅

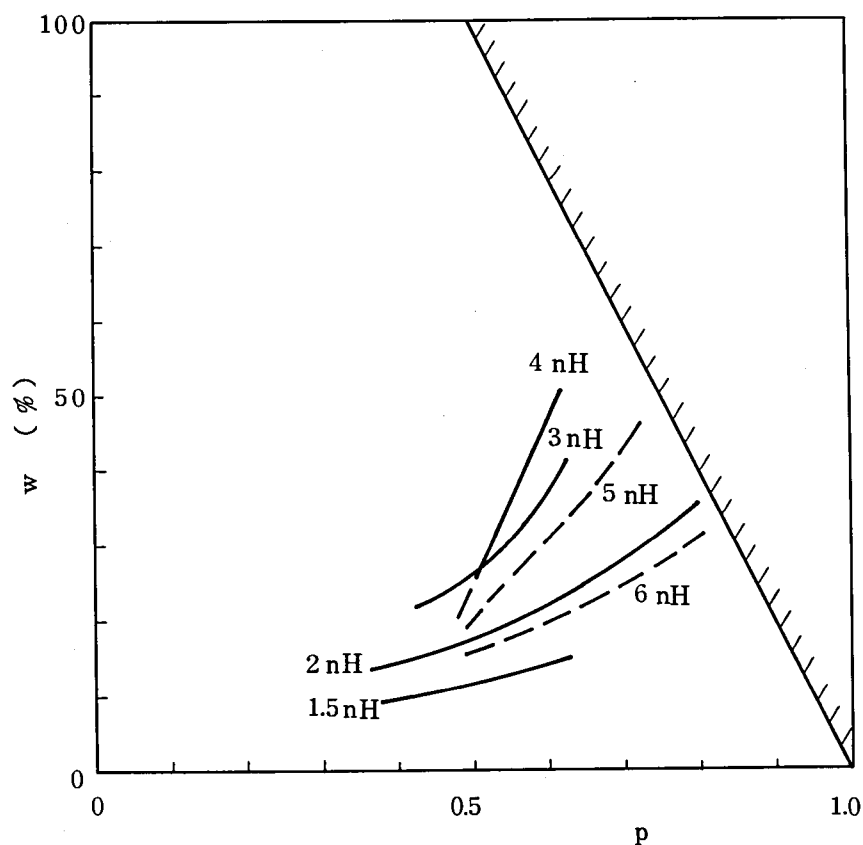


図 4.19 磁化パラメータと比帯域幅

4.5.3 項に記述した回路構成を用いて、厚さ 0.635 mm のアルミナ基板にマウントした 1.7 GHz 帯集中定数サーキュレータの実例を図 4.20 に示した。フェライトは直径 10 mm 、厚さ 1 mm の Al 置換 YIG で、飽和磁化は 350 ガウスである。この寸法のフェライト円板を 2 枚重ね、その間にプリント回路化した網状中心導体をはさみ、全体をシールドケース内に收容した。中心導体の各端子は Au リボンでそれぞれ $50\ \Omega$ のマイクロストリップ線路に接続されている。図 4.21 は得られたサーキュレータの電気的特性である。アイソレーション 20 dB 以上の比帯域幅は 7% 、そう入損失はこの帯域内で $0.75\sim 1.0\text{ dB}$ とやや多い点はさらに改善の余地が残されている。

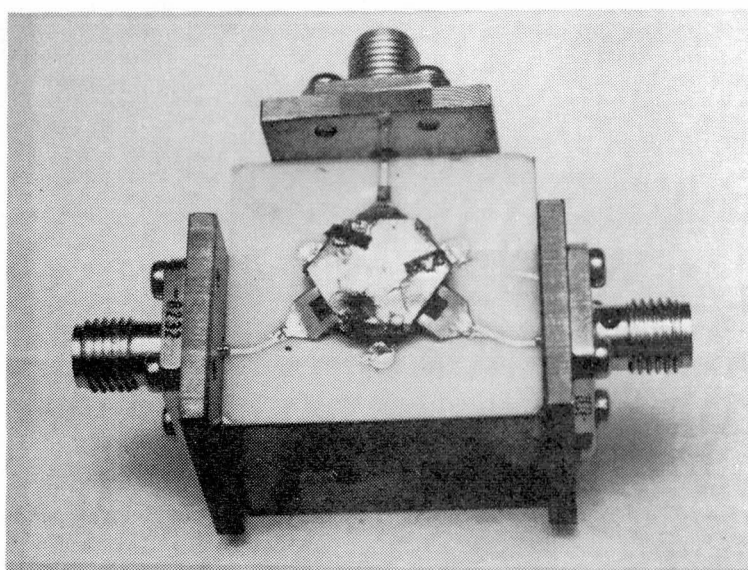


図 4.20 アルミナ基板にマウントしたマイクロ波集中定数サーキュレータ

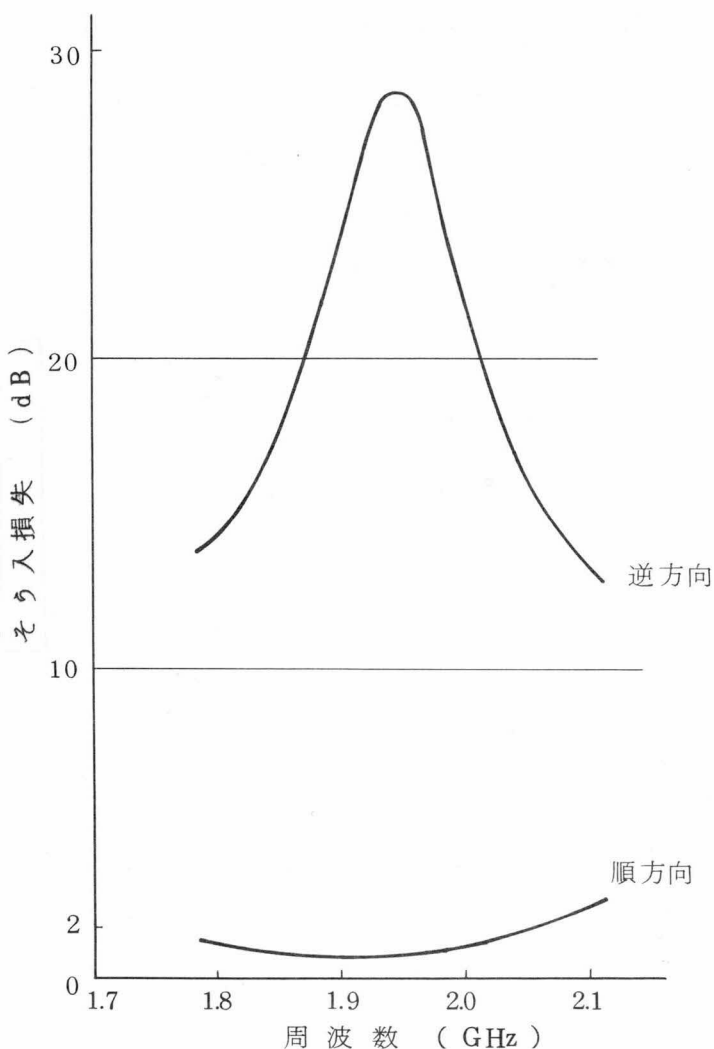


図 4.21 アルミナ基板にマウントしたマイクロ波集中定数サーキュレータの特性

4.6 広帯域化の手法 ⁽¹³⁾

4.1 節で取扱ったような基本的な回路構成、すなわち、非可逆結合インダクタと同調コンデンサとの組合せで表わされるサーキュレータの入力アドミタンスは、基準面を適当にとると並列共振回路で表わされ、しかもその外部 Q はフェライト材料の

透磁率の関数として決まる（式（4.21）参照）。接合形サーキュレータの広帯域化は真性入力インピーダンスを負荷とする回路の広帯域整合に等価であるから、この並列共振性の周波数特性をもった負荷に直列共振回路を付加すると入力インピーダンスの整合範囲は拡大される。このような周波数特性を伴ったサーキュレータの等価回路、たとえば図4.3においては、理想サーキュレータの各端子に入力インピーダンスの周波数特性を表わす並列共振回路が付加されている。ここで、理想サーキュレータの特性インピーダンスを R とおくと、並列共振回路の外部 Q 、 Q_e は、

$$Q_e = \omega_0 C_P R = \frac{R}{\omega_0 L_P} = Q_P \quad (4.91)$$

である。同じく図4.3において、各端子①、②、③における電圧反射係数を Γ とおくと、電圧透過係数は $\sqrt{1-\Gamma^2}$ となる。したがって、サーキュレータの端子①に電圧振幅1の入射波を加えると、まず Γ の電圧反射波が生じる。一方、理想サーキュレータに入った波 $\sqrt{1-\Gamma^2}$ はさらに $\sqrt{1-\Gamma^2}$ 倍されて端子②に現われる。さらに Γ 倍の電圧波が端子②で反射して端子③に向かう。同様な透過と反射が順次に各端子で生起する。この多重反射の結果、理想サーキュレータの各端子に生じる反射電圧または透過電圧を V_{ri} ($i=1, 2, 3$)とおくと、

$$\left. \begin{aligned} V_{r1} &= \Gamma + \Gamma^2(1-\Gamma^2) + \Gamma^5(1-\Gamma^2) + \dots \\ V_{r2} &= (1-\Gamma^2) + \Gamma^3(1-\Gamma^2) + \Gamma^6(1-\Gamma^2) + \dots \\ V_{r3} &= \Gamma(1-\Gamma^2) + \Gamma^4(1-\Gamma^2) + \Gamma^7(1-\Gamma^2) + \dots \end{aligned} \right\} \quad (4.92)$$

厳密な解を求めるには、反射係数の位相角および理想サーキュレータ内部における遅延位相を含めて（4.92）の計算をしなければならない。しかし、 $\Gamma \ll 1$ のときは、 Γ^3 以上の微小量を見捨て、

$$\left. \begin{aligned} V_{r1} &= \Gamma(1+\Gamma) \\ V_{r2} &= 1-\Gamma^2 \\ V_{r3} &= \Gamma \end{aligned} \right\} \quad (4.93)$$

したがって、端子①、②、③に現われる電力 P_{ri} は

$$P_{r1} = P_{r3} = \Gamma^2, \quad P_{r2} = 1-2\Gamma^2 \quad (4.94)$$

となり、（2.6）式で $\Gamma=|S_{11}|$ とおいたものと一致しており、図4.3の等価回路の正当性が示された。

$\Gamma \ll 1$ のときは多重反射の影響を無視できるから、各端子を独立に整合をとることができる。一つの端子のみ取上げ、理想サーキュレータを $R \Omega$ の整合負荷で置き換えた図 4.22 において最大平坦特性の広帯域化を行なう場合、直列共振回路の Q , Q_S は並列共振回路の Q , Q_P と等しく選ばれる。すなわち、

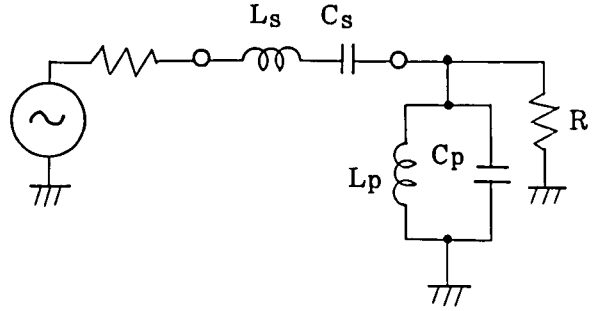


図 4.22 外部に直列共振回路を付加して広帯域化したサーキュレータの等価回路

$$Q_S = \frac{\omega_0 L_S}{R} = \frac{1}{\omega_0 C_S R} = Q_P \equiv Q \quad (4.95)$$

F 行列を用いると、そう入損失は、

$$L(\text{dB}) = 20 \log_{10} \left| \frac{A + \frac{B}{R} + CR + D}{2} \right| \quad (4.96)$$

しかるに、

$$(F) = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & Z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ Y & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1+YZ & Z \\ Y & 1 \end{pmatrix} \quad (4.97)$$

ただし、

$$\begin{aligned} Z &= j\left(\omega L_S - \frac{1}{\omega C_S}\right) \doteq jR \cdot 2Q\delta \\ Y &= j\left(\omega C_P - \frac{1}{\omega L_P}\right) \doteq j2Q\delta/R \end{aligned} \quad (4.98)$$

(4.96) 式に代入して、

$$\begin{aligned} L(\text{dB}) &= 20 \log_{10} \left| \frac{2 + \frac{Z}{R} + YR + YZ}{2} \right| \\ &= 10 \log_{10} \{ 1 + 4(Q\delta)^4 \} \end{aligned} \quad (4.99)$$

直列共振回路を付加しない場合は、 $Z = 0$ であるから、

$$L(\text{dB}) = 20 \log_{10} \left| \frac{2 + YR}{2} \right| = 10 \log_{10} \{ 1 + (Q\delta)^2 \} \quad (4.100)$$

サーキュレータの周波数帯域幅は通常 $V_{\text{SWR}} = 1.2$ で規定されるから、これに対応する反射係数は $\Gamma = 0.1$ である。損失に換算すると、 $L(\text{dB}) = 0.05$ となる。 $Q\delta \ll 1$ において、

(4.99), (4.100) 式を計算すると, それぞれ $4.343 \times 4(Q\delta)^4 = 0.05$ および $4.343 \times (Q\delta)^2 = 0.05$ となる。したがって, $Q\delta = 0.232$ または $Q\delta = 0.107$ を得る。すなわち, 図 4.22 のような回路構成を用いて最大平坦特性による広帯域化を行なえば, その比帯域幅は 2.24 倍になる。同様のことをチェビシェフ特性で行なえば, 比帯域幅は 3.55 倍になる。ただし, チェビシェフ特性の場合は使用周波数帯域の中心で VSWR が大きくなり, わずかの素子偏差によって VSWR が 1.2 を越すので設計の余裕が少ない。したがって, 広帯域化の設計値は最大平坦特性とチェビシェフ特性との中間に設定するのが实际的である。この場合, 約 2.5 ~ 3 倍の帯域幅拡大が期待できる。

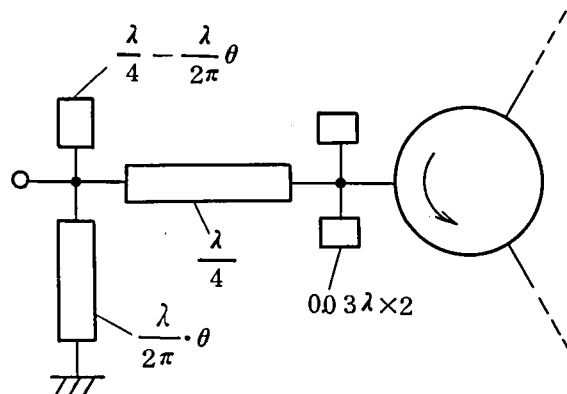


図 4.23 広帯域化の回路構成

つぎに, この広帯域化手法の一例として, 4.5.4 項に述べたマイクロ波集中定数サーキュレータに適用した場合を説明する。入力インピーダンスの実測値は $Q_e = 2.57$ の並列共振回路と等価な特性を示したので, インピーダンス測定の基準面から四分の一波長離れた位置に, それぞれ終端開放または短絡した 50Ω 線路スタブからなる並列共振回路を付加して広帯域化を図った。図 4.23 に示したような並列共振回路の外部 Q は, スタブの特性インピーダンスを基準の特性インピーダンスに等しく選んだとき,

$$Q_e = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{1}{\sin^2 \theta} \quad (4.101)$$

で与えられる。ただし, θ は短絡スタブの中心周波数における電気長である。 $Q_e = 1.8$ において, $\theta = 41^\circ$ を用いた。中心周波数 1.75GHz , および波長短縮率 2.69 を与えると, マイクロストリップ線路パターンの設計は容易である。このようにして広帯域化されたサーキュレータを図 4.24 に示した。その電気的特性を図 4.25 に示した。アイソレーション 20dB 以上の帯域幅は 18% , 4.5.4 項で述べた 8% と比べるとほぼ 2.5 倍に相当する。

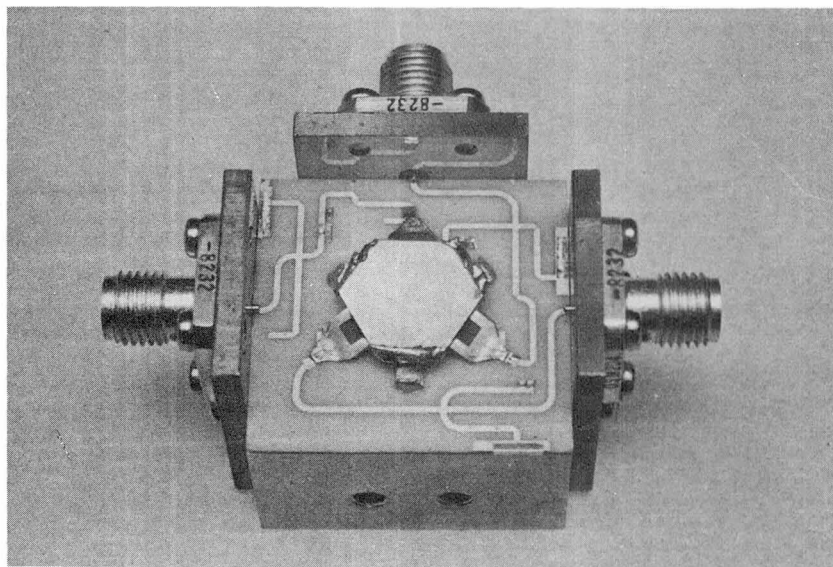


図 4.2 4 アルミナ基板にマウントしたマイクロ波集中
定数サーキュレータ (広帯域化後)

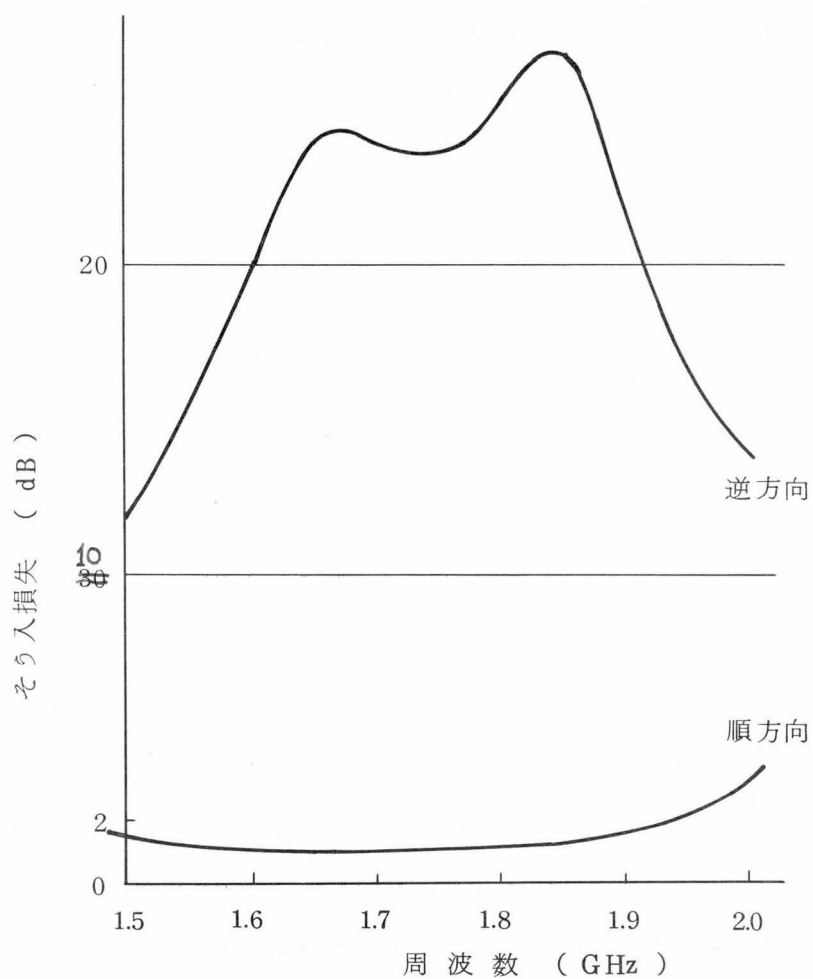


図 4.2 5 アルミナ基板にマウントしたマイクロ波集中
定数サーキュレータの特性 (広帯域化後)

第 5 章 ストリップ線路サーキュレータ

ストリップ線路 Y 接合形サーキュレータは小形軽量で、しかも低磁界動作の場合、30%以上の周波数帯域幅が容易に得られるので、1,000 MHz 以上のマイクロ波領域で広く実用に供されている。⁽²⁹⁾しかし、その理論的取扱いは、第 2 章で述べた S 行列による現象論の域を出ず、広帯域を主目的とするサーキュレータの設計はもっぱら実験的に行なわれていた。設計にしばしば利用されている理論的成果としては、わずかに Bosma の電磁界解析から導びかれたもので、接合部に装荷するフェライト円板の直径を $1.841/\pi = 0.59$ 波長に選ぶべきである、ということだけであつた。Bosma の解析は、サーキュレータに用いるフェライトの界面における電磁界の整合を考えているが、回路インピーダンスをとり入れていないので、狭帯域動作のサーキュレータ条件を導びく結果に終った。Fay と Comstock は四分の一波長変成器を用いた広帯域サーキュレータの近似的設計法を初めて提案したが、真性入力アドミタンスの概念はまだ存在しなかった、一方、Simon⁽³⁰⁾は数多くの実験的試行を繰返して、構造の複雑なオクターブバンドサーキュレータに到達した。これらに対し、本論文は Bosma の電磁界解析と Simon の導入した真性入力アドミタンスとを結びつけて、系統的な広帯域サーキュレータの設計法を確立したものである。

本章では固有アドミタンスの伝送線路モデルを用いてフェライト装荷接合部の解析を、低磁界動作の場合について行ない、さらに四分の一波長インピーダンス変成器を付加して広帯域化したサーキュレータの設計理論を記述する。2~4 GHz 帯で帯域幅 30%以上の広帯域サーキュレータを試作し、理論と一致する結果を得た、さらに、1~2, 2~4, 4~8 GHz 帯をカバーする一連のオクターブバンドサーキュレータを開発した。

(32)(33)

5.1 接合部の等価回路と外部 Q

ストリップ線路の Y 形接合部中心導体と同径のフェライト円板を装荷したサーキュレータ主要部の構造を図 5.1 に示した。このような接合部の入力アドミタンスは、フェライトの比誘電率が 14~16 と大きいこと、および中心導体の幅が大きいことによって接合部が低インピーダンスの半波長共振器と等価になるため、フェライト円板の端面を基準に選ぶと図 4.3 のような並列共振等価回路で表わされる。理想サーキュレータの特性インピーダンスはフェライトの磁化によって決まり、磁化が大きい程低くなる。

ストリップ線路サーキュレータの固有アドミタンスはフェライトを等方性の誘電体で置

きかえた図 5.2 に示す構造の入力アドミタンスから導びくことができる。同相励振に対しては図 5.2 で開放面とした境界を横切る電流が存在し得ないので、接合部円板を 3 分割した境界には終端開放条件が適用される。

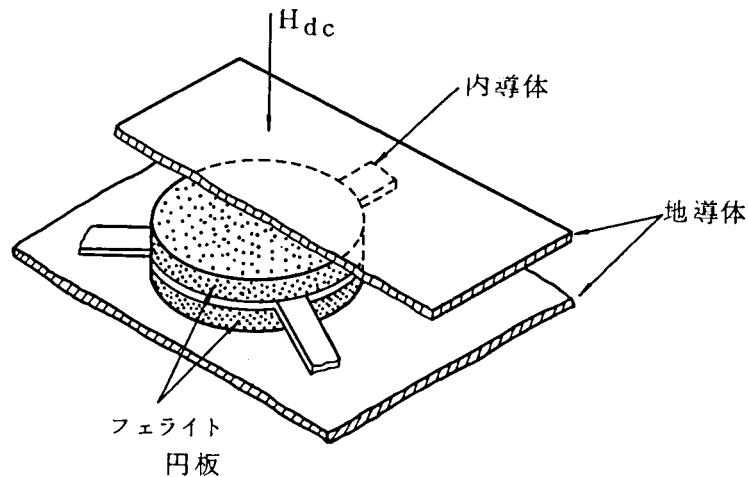


図 5.1 ストリップ線路サキュレータの構造

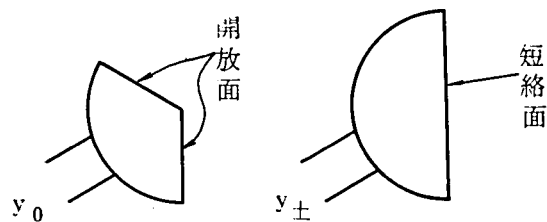


図 5.2 固有アドミタンスの等価回路

一方、回転励振に対しては、各端子からの各端子からの電流の総和が零であるから、接合部中心の電位が接地電位に等しくなり、接合部円板を入出力端子の対称軸について二分割した境界面は終端短絡条件に従う⁽³⁴⁾。フェライトの透磁率は第一近似として同相励振の場合 μ_{eff} 、回転励振に対しては μ_{\pm} を用いれば、フェライト装荷接合部の固有アドミタンスが得られる。すなわち、同相励振の固有アドミタンスは終端開放線路の入力アドミタンスで、回転振動の固有アドミタンスは終端短絡線路の入力アドミタンスで近似でき、

$$y_0 = j A \sqrt{\frac{\epsilon_r}{\mu_{eff}}} D t \tan (B \sqrt{\mu_{eff} \epsilon_r} D f) \quad (5.1)$$

$$y_{\pm} = -j A' \sqrt{\frac{\epsilon_r}{\mu_{\pm}}} D t \cot (B' \sqrt{\mu_{\pm} \epsilon_r} D f) \quad (5.2)$$

とおくことができる。ただし、

D : フェライト円板と中心導体の直径 (mm)

$Dt = D/t$, t : フェライト円板の厚さ (mm)

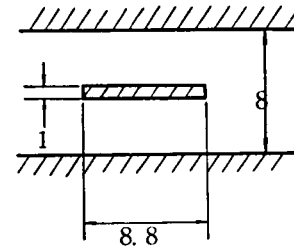
f : 周波数 (GHz)

A, A', B, B' : Y 接合部の構造で決まる実験定数

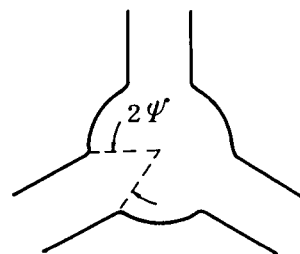
である。図 5.3(a) に示した寸法の 50 Ω ストリップ線路の負荷として、厚さ 3.5 mm のスタイキャスト ($\epsilon_r = 1.5$) 板を用いた固有アドミタンスの等価回路を接続し、アドミタンスを実測した。同相励振に対応した y_0 の場合は直径 25.5 mm の円板を図 5.2 のように 3 等分し、端部を開放終端した。回転励振に対しては円板を 2 等分して短絡終端し、接合部の固有アドミタンス測定³⁾のモデルとした。測定値が (5.1), (5.2) 式に合うよう実験定数を定め、

$$A = 0.15, A' = 0.30, B = B' = 0.5 \quad (\text{deg/mm/GHz}) \quad (5.3)$$

を得た。 B, B' は厳密には図 5.3(b) に示した、接合部において入出力ストリップ線路のはる角 $2\psi'$ の関数であり、(5.3) 式の値をつねに用い得るとは限らないが、こゝでは典型的な値としてそのまゝ計算をすゝめることにする。サーキュレータの中心周波数は $y_0 = \infty$, すなわち、



(a)



(b)

図 5.3 ストリップ線路の寸法と接合部中心導体の開口角

$$0.5\sqrt{\mu_{eff} \epsilon_r} Df_0 = 90 \quad (\text{deg}) \quad (5.4)$$

を満足するから、 $f \div f_0$ のとき、

$$y_{\pm} = -j 0.3 \sqrt{\frac{\epsilon_r}{\mu_{\pm}}} D_t \cot (0.5\sqrt{\mu_{\pm} \epsilon_r} Df) \quad (5.5)$$

低磁界動作の場合、 $\sigma = 0$ の磁界動作点を選ぶと、(3.6)式から

$$\mu_{\pm} = 1 \mp p, \quad \mu_{eff} = 1 - p^2$$

$p \ll 1$ とおくと、

$$\sqrt{\mu_{\pm}} = 1 \mp \frac{p}{2}, \quad \sqrt{\mu_{eff}} = 1 - \frac{p^2}{2} \div 1 \quad (5.6)$$

(5.4), (5.6) を (5.5) 式に代入して、さらに $\epsilon = 1.5$ とおくと、

$$y_{\pm} = -j 1.16 D_t \left(1 \pm \frac{p}{2}\right) \cot \left\{ \frac{\pi}{2} \cdot \frac{f}{f_0} \left(1 \mp \frac{p}{2}\right) \right\}$$

$\frac{f}{f_0} = 1 + \delta$, $\cot \left(\frac{\pi}{2} + \theta \right) = -\tan \theta \div -\theta$ なる関係を用いて、

$$y_{\pm} = j 1.16 D_t \left(1 \pm \frac{p}{2}\right) \frac{\pi}{2} \left(\delta \mp \frac{p}{2}\right) \quad (5.7)$$

$y_0 = \infty$ であるから、正規化特性インピーダンス r のサーキュレータを得るための条件

$y_{\pm} = \mp j \frac{1}{\sqrt{3} r}$ を用いて、

$$y_- - y_+ = j 1.8 D_t p = j \frac{2}{\sqrt{3} r} \quad (5.8)$$

固有アドミタンスの配置、および微少周波数変化に対する固有アドミタンスの変化分は図

5.4 の通りであるから、入力アドミタンスの周波数変分は次式で考えられる。

$$\delta y = 2 \times j 1.8 D_t \delta \cos \frac{\pi}{3} = j \frac{2}{\sqrt{3} p r} \delta$$

並列共振回路の式

$$y = \frac{1}{r} (1 + j 2 Q \delta), \quad \delta y = j \frac{2 Q \delta}{r}$$

と比較して、

$$Q = \frac{1}{\sqrt{3} p} \quad (5.9)$$

を得る。すなわち、 Q はフェライトの寸法に関係せず、周波数で正規化した磁化パラメータだけで決定されることが判る。 Q が低い程広帯域になるから、上式は磁化が大きい程大きな比帯域幅の得られることを示している。その上限は低磁界損失条件 $p < 0.8$ によって制約される。 Q に換算すると0.72以上となり、比帯域幅は $|\delta y| = 0.1$ (VS WR 1.2 相当) より、 $2\delta = 0.14$ 、すなわち14%を得ることができる。ただし、(5.9)式は $p \ll 1$ の条件で求めた結果であるから、その精度は必ずしも十分ではない。

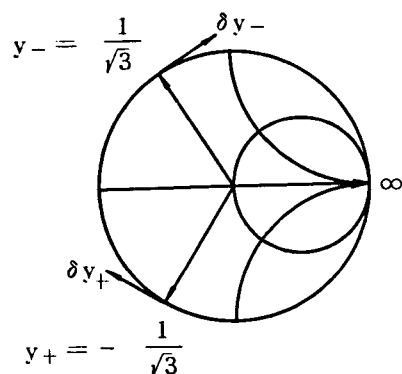


図 5.4 サーキュレータ条件を満足する固有アドミタンスの配置

5.2 四分の一波長変成器付きサーキュレータ

四分の一波長変成器を用いて広帯域化したストリップ線路サーキュレータの構造を図 5.5 に示した。

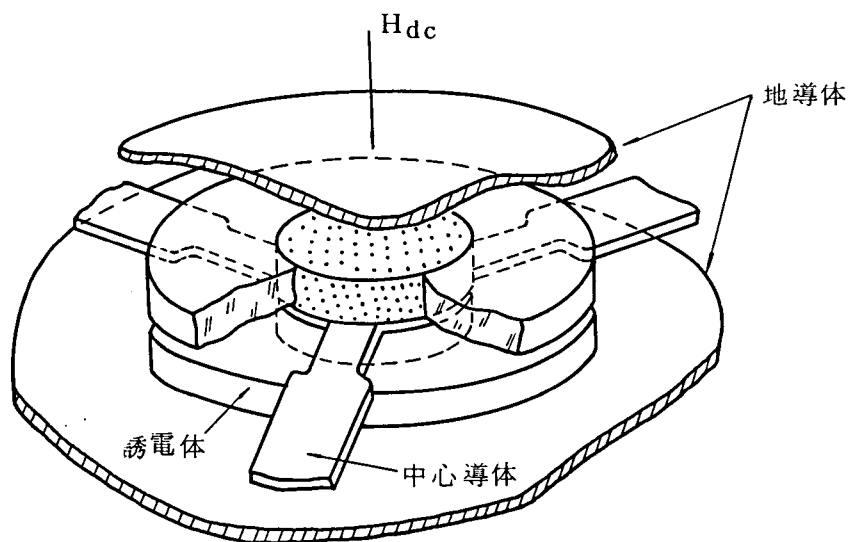


図 5.5 四分の一波長変成器を用いて広帯域化したストリップ線路サーキュレータの構造

径

ストリップ線路 Y 形接合部に中心導体と同径のフェライト円板を装荷したサーキュレータ本体と、広帯域化の目的でフェライト円板の外側にはめ込んだリング状誘電体の四分の一波長変成器とから構成されている。4.6 節で述べた広帯域化のための共振回路として四分の一波長変成器の直列共振効果を利用する。図 5.6(a) のように特性インピーダンス $Z_{tf} = \sqrt{Z_0 R}$ を有し、インピーダンス Z_0 で終端した四分の一波長線路を考えると、その入力インピーダンスは $Z_0 > R$ のとき、

$$Z = Z_{tf} \left\{ \frac{Z_0 \cos \theta + j Z_{tf} \sin \theta}{Z_{tf} \cos \theta + j Z_0 \sin \theta} \right\} \quad (5.10)$$

$\theta = \frac{\pi}{2} (1 + \delta)$ とおくと、微小周波数偏差に対し、 $\delta \ll 1$ であるから、

$$\cos \theta \doteq -\frac{\pi}{2} \delta, \quad \sin \theta \doteq 1$$

$$\therefore Z \doteq R \left\{ 1 + j 2 \frac{\pi}{4} \left(\sqrt{\frac{Z_0}{R}} - \sqrt{\frac{R}{Z_0}} \right) \delta \right\} \quad (5.11)$$

したがって、図 5.6(b) のような直列共振的等価回路を有し、その Q 値は、

$$Q = \frac{\pi}{4} \left(\sqrt{\frac{Z_0}{R}} - \sqrt{\frac{R}{Z_0}} \right) \quad (5.12)$$

で考えられる。⁽³⁷⁾

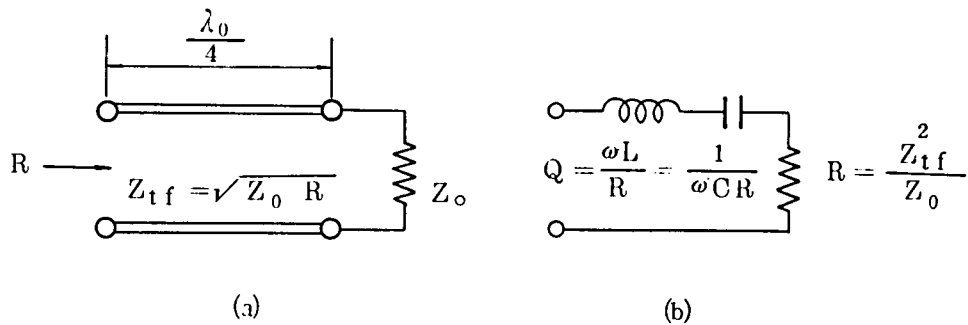


図 5.6 特性インピーダンス R のサーキュレータ側からみた四分の一波長変成器とその等価回路

5.2.1 設計手順

四分の一波長変成器を用いて広帯域化した低磁界動作ストリップ線路サーキュレータに図 5.7 に示したような手順で設計することができる。

- 1) フェライト材の選定：飽和磁化が所望の周波数帯で $p \leq 0.7$ を満足するフェライト

のうちのできるだけ $4\pi M_s$ が大きく,

半値幅 ΔH の小さい材料を選ぶ,

2) サーキュレータの特性インピーダンス: フェライト材が決まると (5.9) 式から Q が決まる。この Q を用いて (5.12) 式からサーキュレータの特性インピーダンスは

$$r = \frac{R}{Z_0} = \frac{\sqrt{1 + \frac{3}{4} (\pi p)^2 - 1}}{\sqrt{1 + \frac{3}{4} (\pi p)^2 + 1}} \quad (5.13)$$

p と r の関係を図 5.8 に示した。 r さえわかれば四分の一波長インピーダンス変成器の設計は容易である。

3) フェライト円板の寸法: フェライトの直径は (5.4) 式に $\mu_{eff} = 1 - p^2$ と $\epsilon = 15$ を代入して,

$$D = \frac{46.5}{\sqrt{1 - p^2} f_0 (\text{GHz})} \quad (\text{mm}) \quad (5.14)$$

フェライトの厚さ t は (5.8) 式から,

$$D_t = 0.64 \frac{1}{pr}$$

$$\therefore t = \frac{pr}{0.64} D \quad (5.15)$$

(5.13), (5.14) を代入して,

$$t = 73 \frac{p}{\sqrt{1 - p^2}} \cdot \frac{\sqrt{1 + \frac{3}{4} (\pi p)^2 - 1}}{\sqrt{1 + \frac{3}{4} (\pi p)^2 + 1}} \cdot \frac{1}{f_0 (\text{GHz})} \quad (\text{mm}) \quad (5.16)$$

p をパラメータとしてフェライトの直径 D (mm), 厚さ (mm) の値を図 5.9, 図 5.10 に示した。

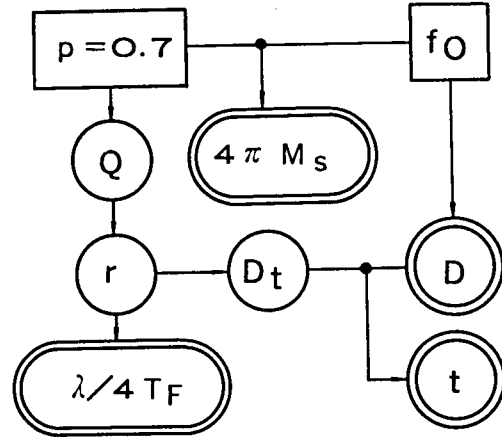


図 5.7 四分の一波長変成器を用いて広帯域化したストリップ線路サーキュレータの設計手順

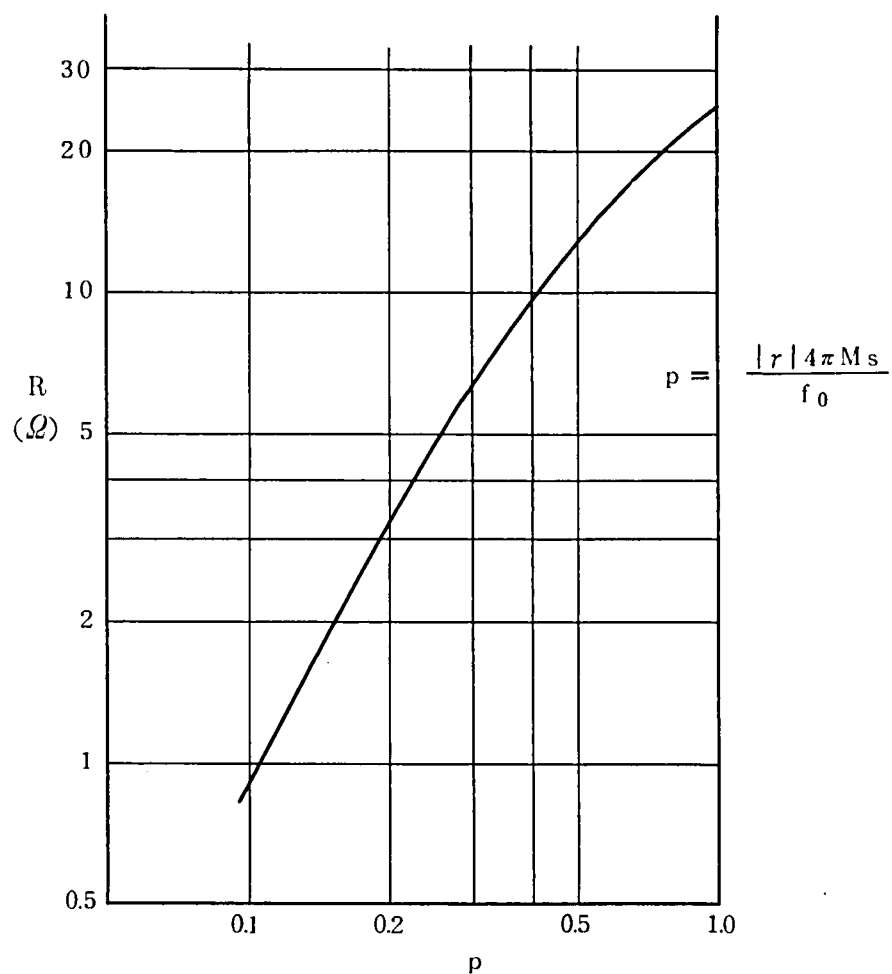


図 5.8 磁化パラメータとインピーダンス変成比

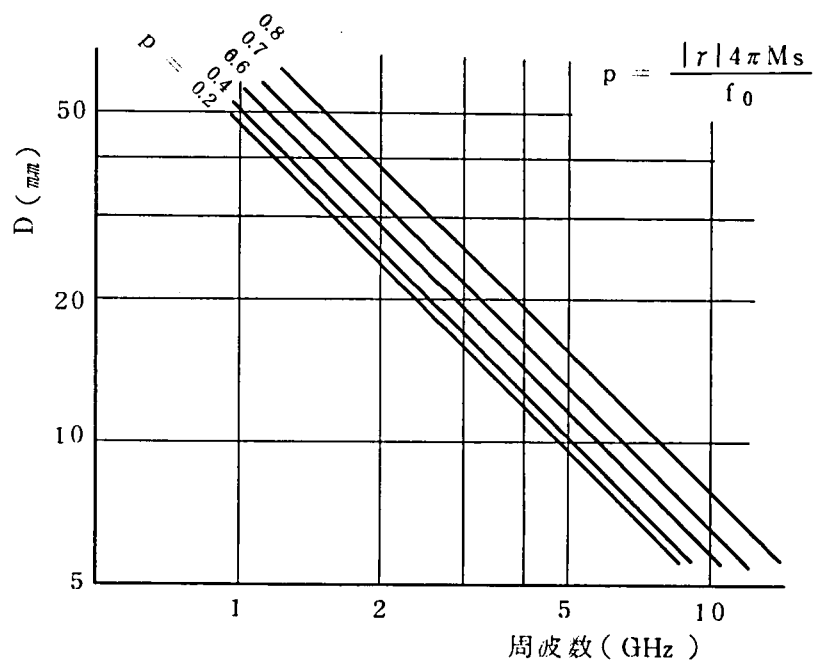


図 5.9 磁化パラメータとフェライトの直径

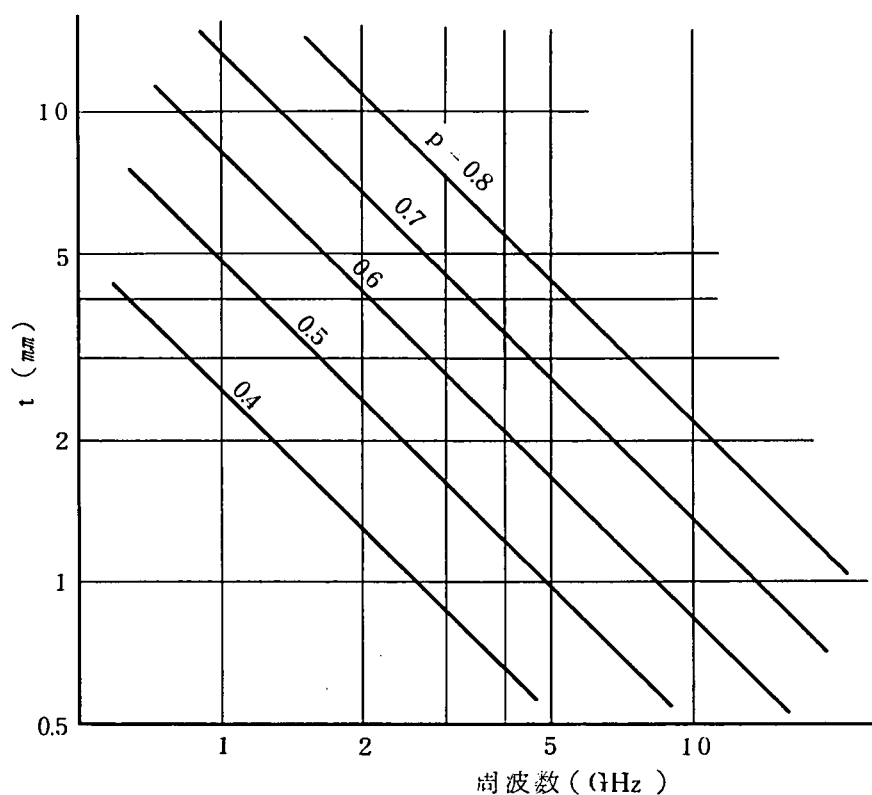


図 5.10 磁化パラメータとフェライトの厚さ

5.2.2 サーキュレータの特性インピーダンス

フェライト装荷接合に磁界を加えたときのサーキュレータの特性インピーダンスは式(5.15)から

$$R = r Z_0 = \frac{0.64}{pD} t Z_0 \quad (5.17)$$

となるが、実験的にもつぎのようにして確認できる。⁹⁾すなわち、サーキュレータのほかの二つの端子を Z_0 で終端し、入力アドミタンスを測定する。正規化インピーダンス r のサーキュレータの等価回路は中心周波数において図 5.11 のように表わされる。ここで理想サーキュレータの S 行列は

$$(S) = e^{-j\pi} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (5.18)$$

理想変成器の S 行列は

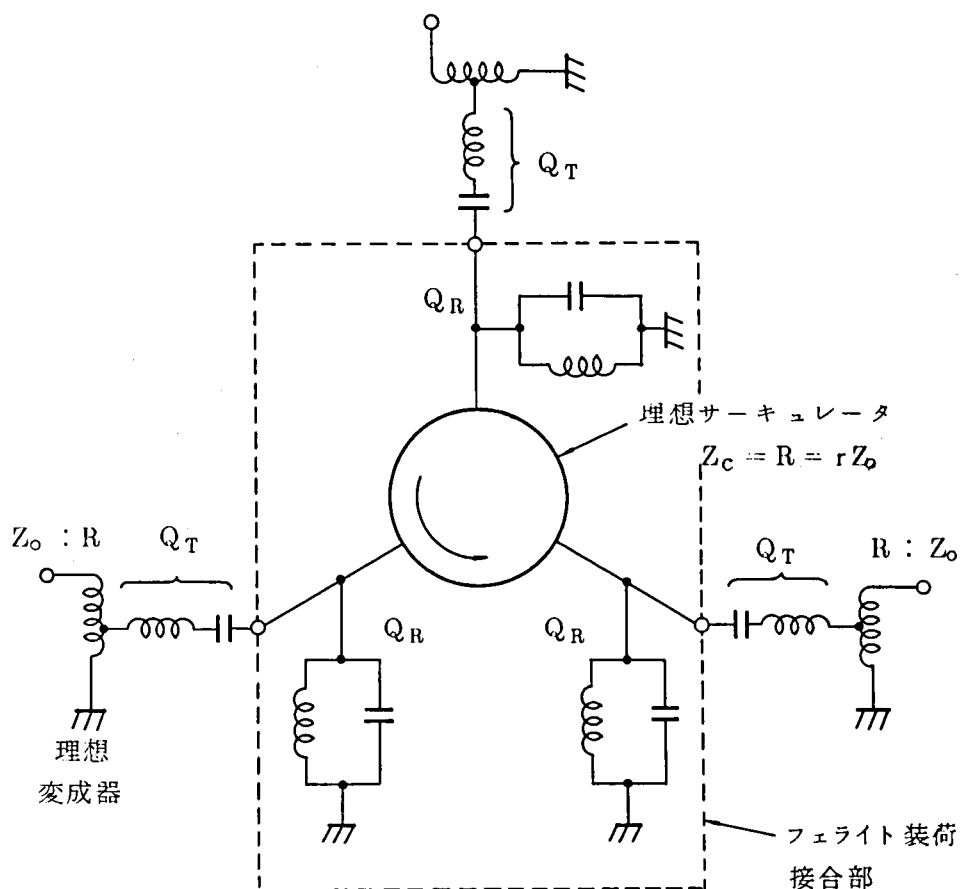


図 5.11 正規化インピーダンスが r の
サーキュレータの等価回路

$$(S_t) = \begin{pmatrix} -u & v \\ v & u \end{pmatrix}, \quad u = \frac{1-r^2}{1+r^2}, \quad v = \frac{2r}{1+r^2} \quad (5.19)$$

(5.18), (5.19) から

$$S_{11} = -\left(u + \frac{v^2 u^2}{1+u^3}\right) = -\frac{u}{1-u+u^2} \quad (5.20)$$

中心周波数における VSWR を ρ_0 とおくと, ρ_0 は入力コンダクタンスと等しく,

$$\rho_0 = y_{\text{inp}} = \frac{1-s_{11}}{1+s_{11}} = \frac{1+r^4}{2r^4} \quad (5.21)$$

$$\therefore r = \frac{1}{4\sqrt{2\rho_0-1}} \quad (5.22)$$

(5.1) ~ (5.3) 式を用いて入力アドミタンス

$$y_{inp} = \frac{1 - s_{11}}{1 + s_{11}}, \quad S_{11} = \frac{1}{3} \sum_i S_i, \quad S_i = \frac{y_i - 1}{y_i + 1}, \quad i = 0, \pm$$

(5.22)

を算出し、図 5.1 2 に示した。すなわち、磁化を増すにつれてスミス図表の実軸を切る点近傍のアドミタンス軌跡がしだいに集まり、さらに磁化を増すとループを描くようになる。スミス図表の実軸を切る点、図 5.1 2 では 1.87GHz の点が ρ_0 を与える。点線で示した軌跡は実験値であり、フェライトに加える直流磁界を増して磁化を大きくしたが、計算値とよく一致していることが判る。

5.2.3 実験結果

5.2.1 項の設計手順にしたがって 1.8 ~ 4.5 GHz 帯をカバーする 5 種のサーキュレータを試作し、各サーキュレータの中心周波数とフェライトの飽和磁化から図 5.9, 図 5.10 を用いて求めたフェライトのサイズ D, t の理論値と実験値とを表 5.1 に示し比較した。サーキュレータ I, IV, V についてはよく一致しているが、II, III では D, t とともに実験値が理論値より相当小さくなっている。これは直流磁界がフェライトの磁化飽和点より弱く実効的に $p \div 0.6$ に下げた状態で動作しているためであると考えられる。

表 5.1 フェライトサイズ、理論値と実験値の比較

サーキュレータ		I	II	III	IV	V
f_0 (GHz)		2.125	2.65	3.125	3.65	3.9
p		0.59	0.74	0.81	0.69	0.65
D (mm)	理論	27	26	25	18	16
	実験	27	23	18.5	15	14
t (mm)	理論	3.7	6.3	7.4	3.5	2.7
	実験	3.0	3.5	3.0	2.5	2.5

四分の一波長変成器端面を基準とする各サーキュレータの入力アドミタンスを図 5.1 3 に示した。アドミタンスの周波数軌跡が最大平坦特性に相当する尖点を伴ったり、チェビシェフ特性に対応するループとなったりしていることが判る。各サーキュレータの電気的特性をまとめて図 5.1 4 に示した。いずれも比帯域幅は 25 % 以上でとくに IV は 36 % である。

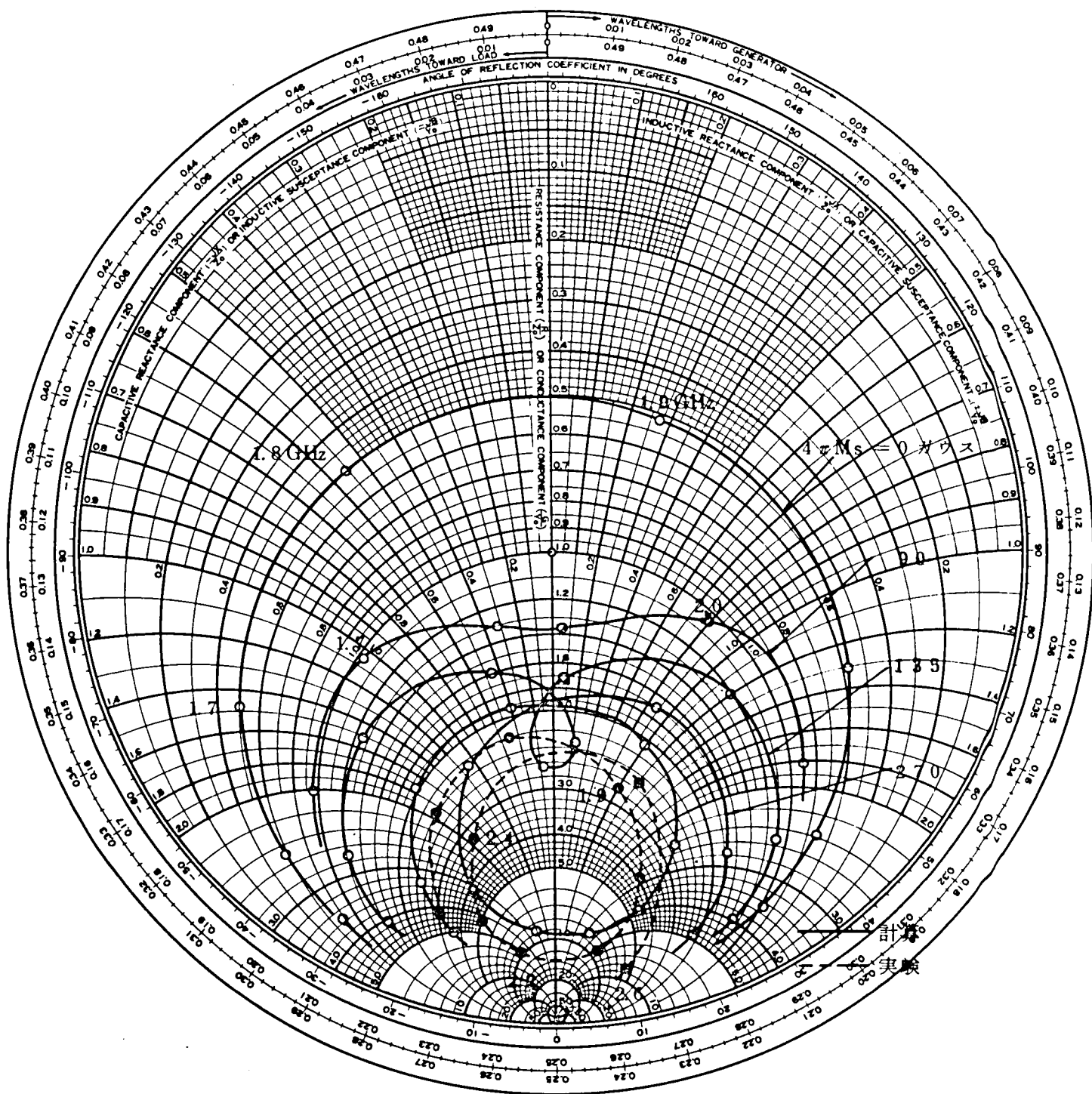


図 5.12 入力アドミタンスの計算例

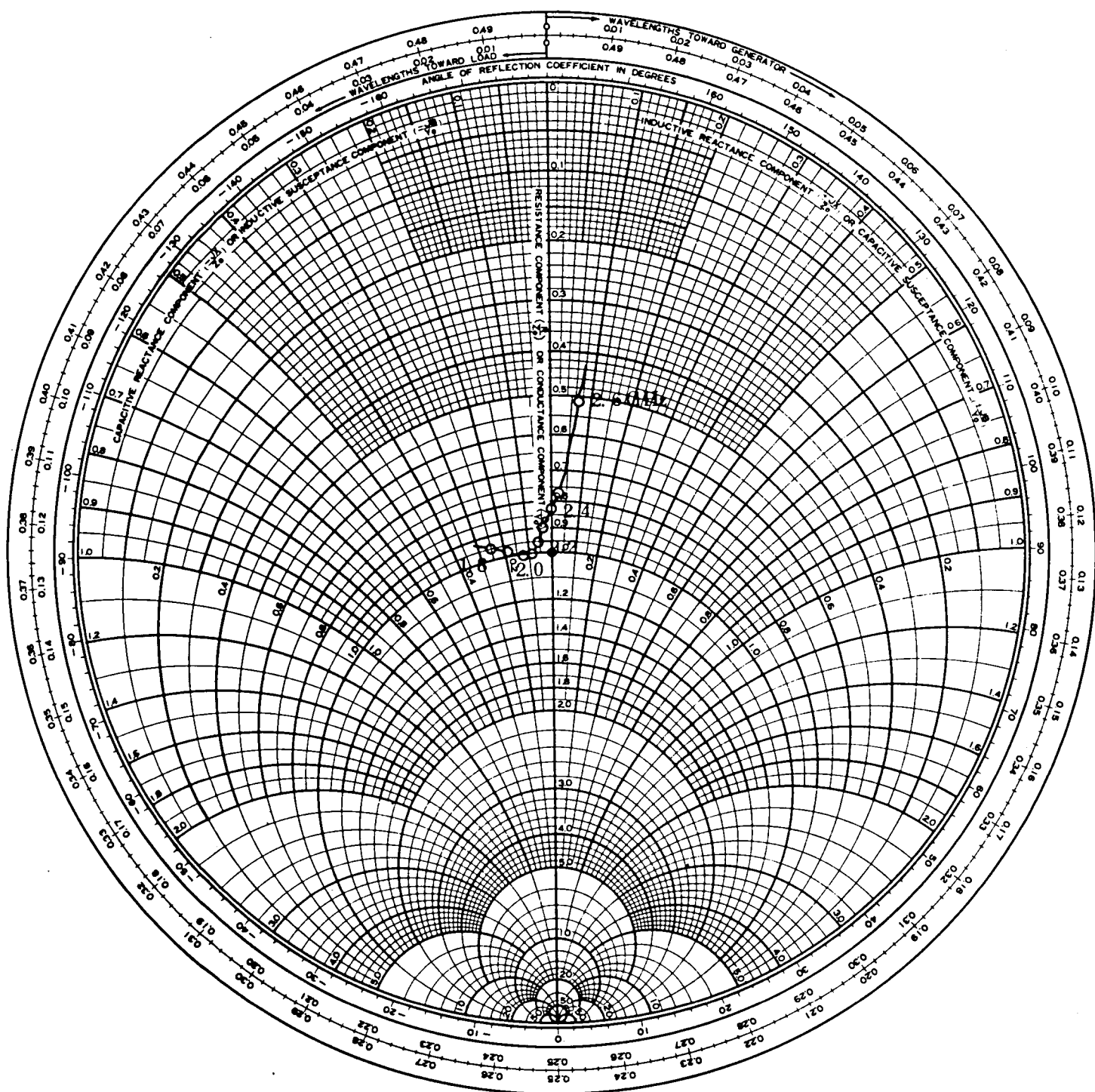


図 5.13(a) 四分の一波長変成器を用いた広帯域サークキュレータの入力アドミタンス(I)

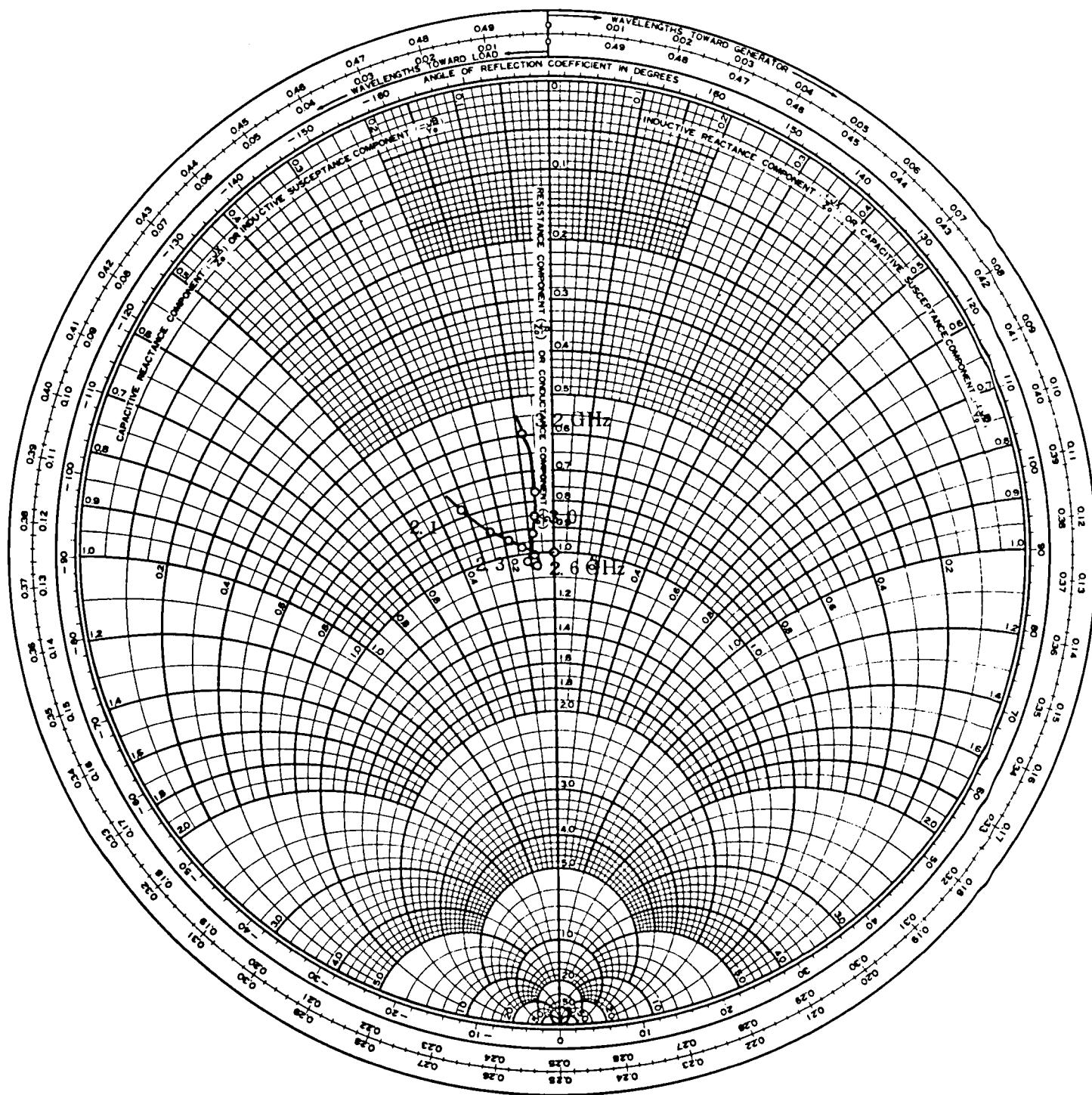


図 5.13(b) 四分の一波長変成器を用いた広帯域サーキュレータの入力アドミタンス(Ⅲ)

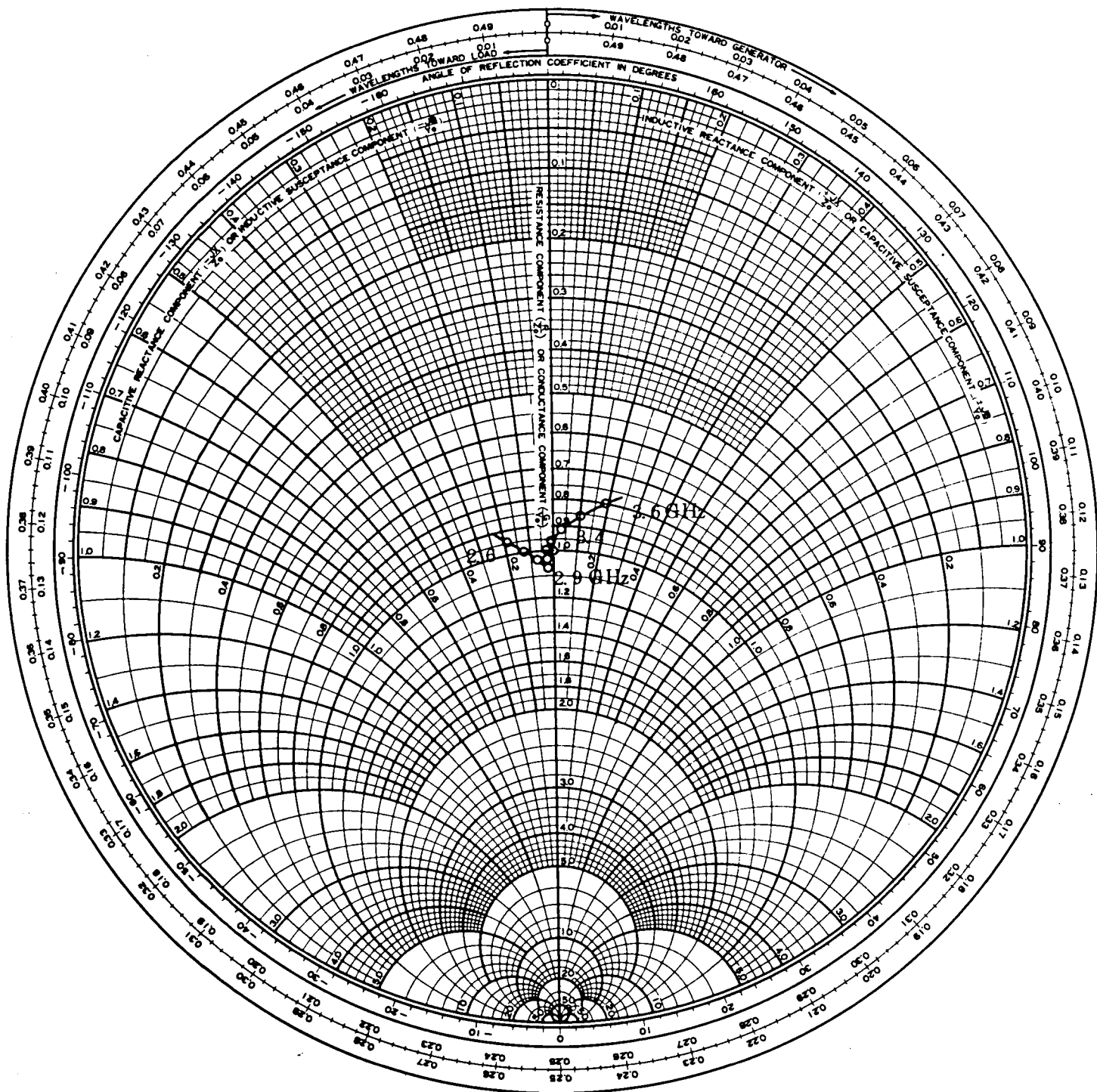


図 5.13(c) 四分の一波長変成器を用いた広帯域サーキュレータの入力アドミタンス(Ⅲ)

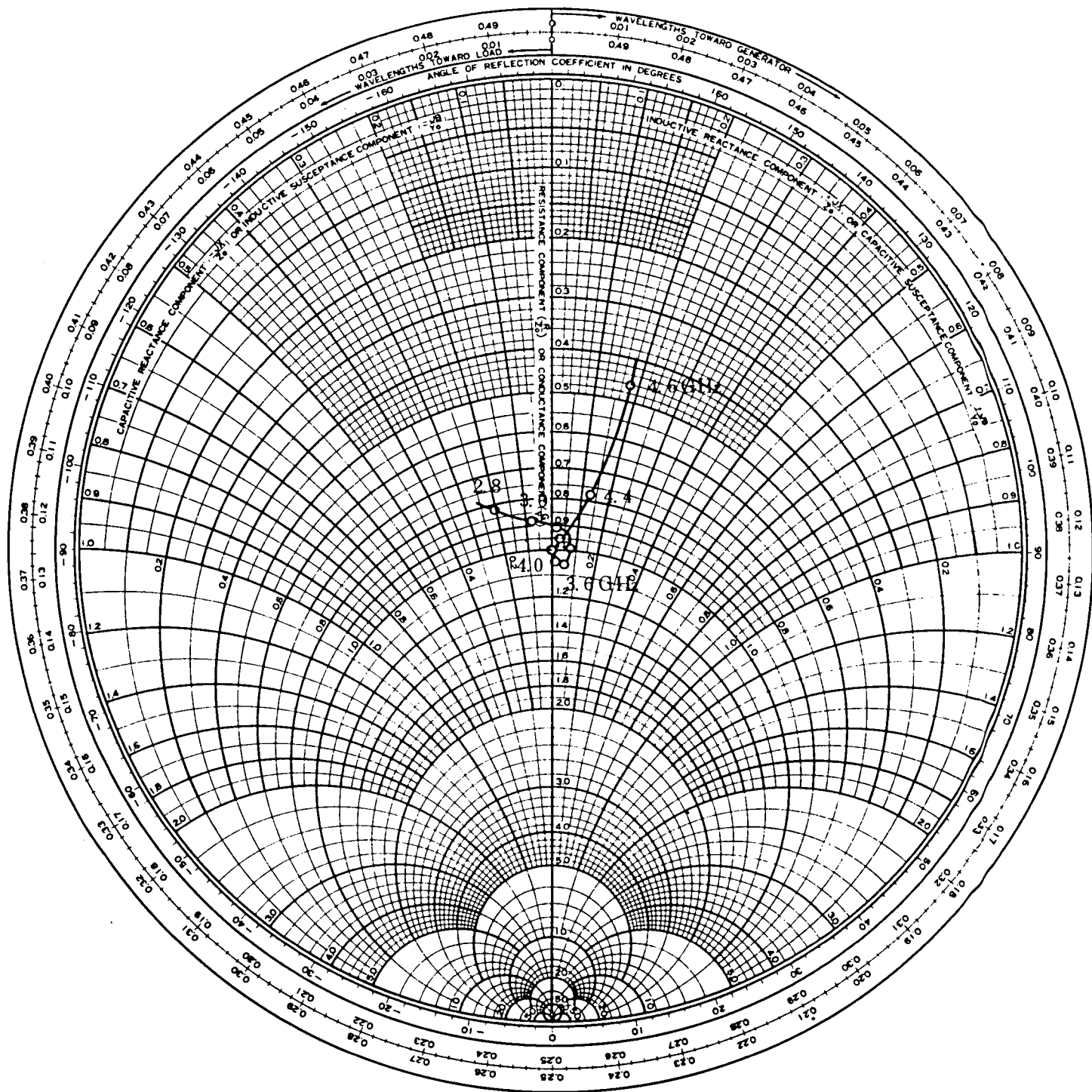


図 5.13(d) 四分の一波長変成器を用いた広帯域サーキュレータの入力アドミタンス (V)

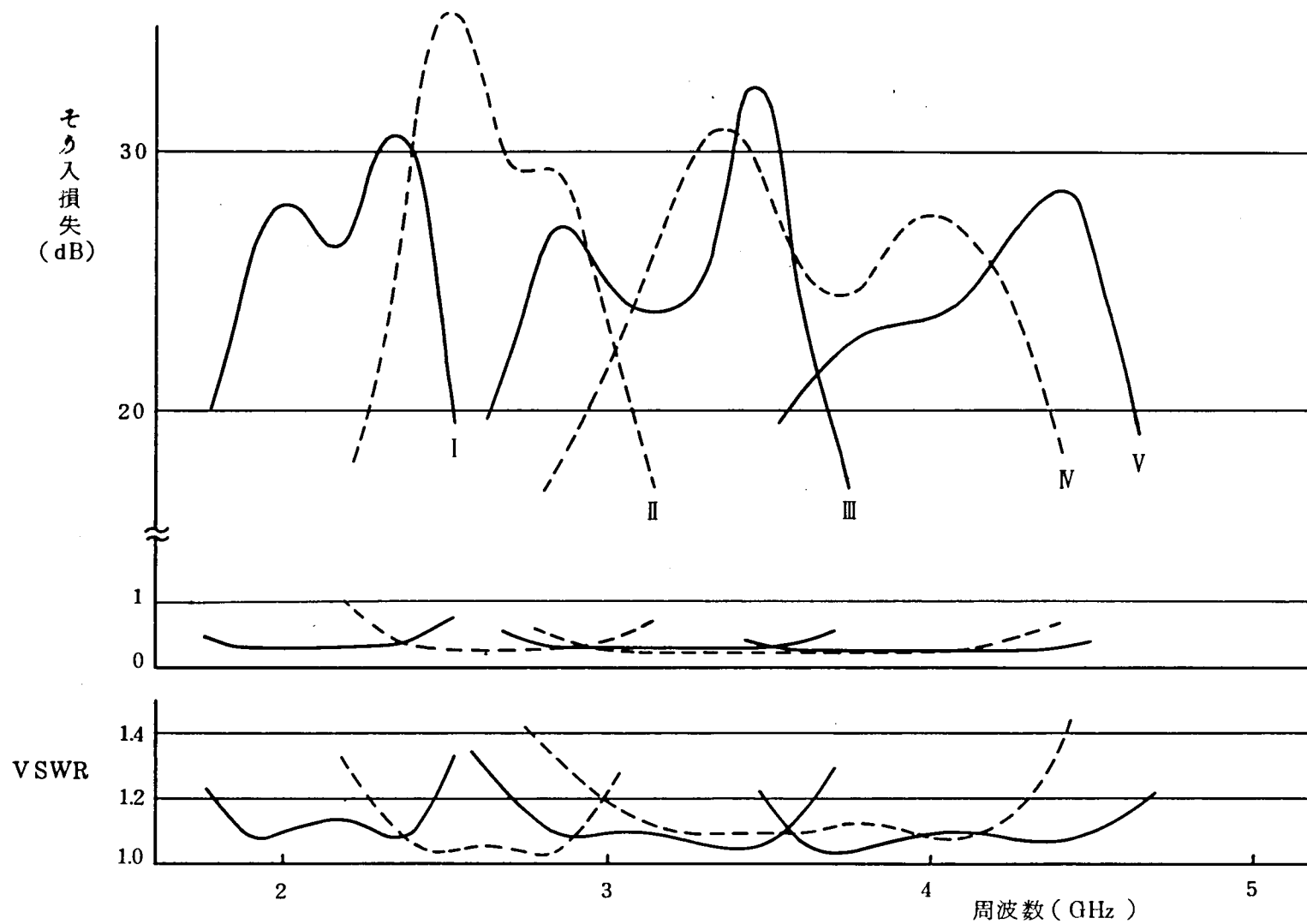


図 5.1 4 四分の一波長変成器を用いた広帯域サーキュレータの特性

5.3 オクターブバンドサーキュレータ

本節では、ストリップ線路サーキュレータの比帯域幅の限界を追求し、その結果得られたオクターブ帯域を有するサーキュレータについて記述する。ストリップ線路サーキュレータの動作原理はすでに明らかであり、四分の一波長変成器を用いた広帯域サーキュレータの設計理論も確立されたが、実験的に開発されたオクターブ帯域のサーキュレータを説明する報告は Simon による例を除いて見当らない。⁽¹⁷⁾ Simon の説明もフェライト材料の飽和磁化の選定が重要であることを実験的に指摘したに止まっている。四分の一波長変成器を用いて広帯域化する場合は、フェライト装荷接合を等価的な共振器でおきかえて解析するが、対象とする比帯域幅が30%以上に達するとフェライトの透磁率の周波数依存性が大きくなって単一共振器モデルでは表現できなくなり、実験的手法に頼らざるを得なくなる。しかし、電算機利用の発達した現在では実験的試行の大部分を数値計算におきかえ、広帯域サーキュレータの設計を経済的に行なうことが可能である。この問題は第6章で取上げることとし、ここではオクターブバンドサーキュレータの実験的側面を取扱かう。

5.3.1 固有値の位相角

固有アドミタンスを特性インピーダンスの様な伝送線路で近似し、(5.1)、(5.2)式を導びいたが、この式では固有アドミタンスのゼロと極が交互にしかも周期的に現われる。しかし、フェライト円板と円形の中心導体とから構成された接合部は、オクターブ帯域にわたって一様な伝送線路とみなすことができない。フェライト円板を誘電体共振器とみなした場合、その TM_{110} モードの近傍でサーキュレータ動作が得られるが、オクターブ帯域に対しては高次モードの影響が現われる。図5.13に示した実際のサーキュレータの入力アドミタンスを見るとすでに高周波側でアドミタンスの著しい周波数変化が認められる。

そこでフェライトを誘電体でおきかえた図5.2の固有値モデルの入力アドミタンスを広い周波数範囲にわたって測定した。電圧反射係数の振幅はつねに1であるから、反射係数の位相角のみを図5.15に示した。 TM_{11} 、 TM_{21} モードの共振周波数を計算し、図中に合せて示したが実測値とよく一致していることが判る。このように中心導体の形状が円形であると、ベッセル関数が使え、電磁界解析に便利であるが、それ以外には円形とする理由がなく、むしろ3.3節で述べた動作原理からすると凹のなめらかな曲線で各端子の伝送線路を接続するのが適当と考えられる。Y字形の中心導体を用いた場合の反射係數位相角の測定結果を図5.16に示した。図5.15と比べると TM_{21} モードの共振はなくなり、回

転励振の第二のゼロはほぼ 1 GHz 高い点に移動している。サーキュレータの条件は各固有値の位相角が 120° ずつの間隔で配置することであるが、バイアス磁界を加えない状態では同相励振固有値と回転励振固有値とが 180° 位相のずれていることが必要とされる。しかるに同相励振の位相角と回転励振の位相角とが一致しているときは、どのような回路を付加してもこの周波数ではサーキュレータ特性を実現できない。円形中心導体を Y 字形に変えたとこのような TM_{21} モードの共振を抑制し、サーキュレータの帯域をより高周波側に拡大することができる。この事実はオクターブバンドサーキュレータを得るための必要条件である。

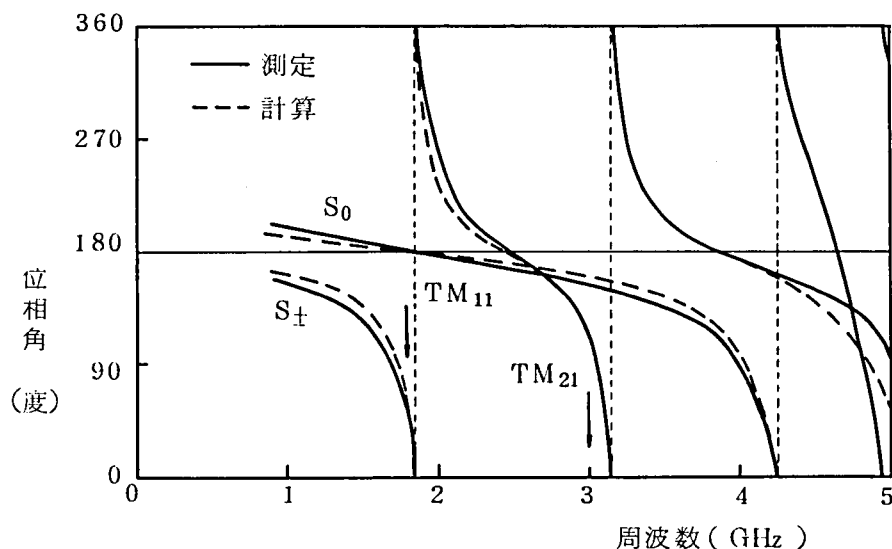


図 5.15 固有アドミタンスの位相角 (円形中心導体) ……
 … $\epsilon = 1.5$, $D = 2.56 \text{ mm}$, $t = 3.5 \text{ mm}$

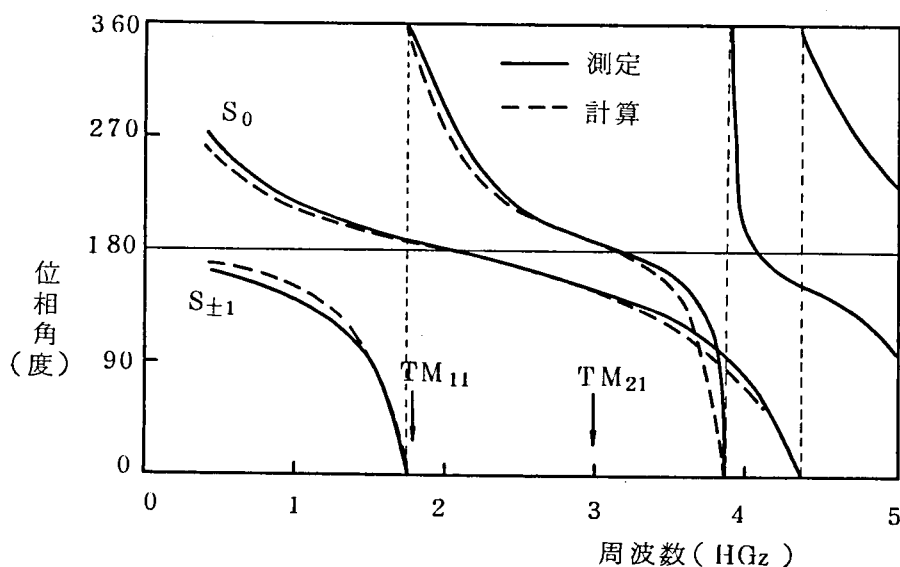


図 5.16 固有値の位相角 (Y 形中心導体) … $\epsilon = 1.5$, $D = 2.56 \text{ mm}$
 $t = 3.5 \text{ mm}$

5.3.2 多重反射を除いた入力アドミタンス

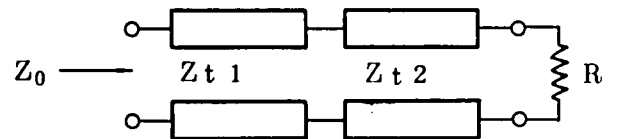
出力側で整合をとり，多重反射を除いた入力アドミタンス（2.4 節参照）を，円形中心導体と Y 字中心導体とについて測定し，図 5.17，図 5.18 に示した。円形中心導体の場合は中心周波数 1.45 GHz の 1.3 倍の 1.9 GHz ですでに TM_{21} モードの影響が現われアドミタンス軌跡がスミス図表の外周に達している。しかるに Y 字形中心導体の場合は 1 GHz から 2 GHz にわたって正規化アドミタンスの軌跡はコンダクタンスが 3.0 の周辺によくまとまっている。このような結果からもオクターブ帯域のサーキュレータは円形でない TM_{21} モードの共振を抑制した形の中心導体を使わないと実現できないことが判る。

5.3.3 二区間インピーダンス変成器

図 5.18 から接合部中心導体として Y 字形を選ぶと真性入力アドミタンスがよくまとまり，とくにサセプタンスの周波数変化のきわめて小さくなっていることが判る。これはフェライト装荷接合部の本質的な広帯域性を表わしており，フェライトの非可逆性透磁率の周波数依存性によるものと考えられる。磁化パラメータ p は磁化を周波数で割った量であるから，周波数が高くなるにつれて小さくなり，電気長の長いことの効果を相殺するものとみなせる。

そこで周波数特性の少ないインピーダンス変成器として 2 区間の四分の一波長変成器を用いて $50\ \Omega$ 線路との整合をとることにし，その周波数特性を調べる。2 区間の四分の一波長変成器の設計は，図 5.19 において

$$\left. \begin{aligned} Z_{t1} &= 4\sqrt{Z_0^3 R} \\ Z_{t2} &= 4\sqrt{Z_0 R^3} \end{aligned} \right\} \quad (5.24)$$



により決めることができる。このとき，

中心周波数近傍でのリアクタンスの変化率はゼロとなる。しかし，オクターブ帯

図 5.19 2 区間四分の一波長変成器の等価回路

域に対しては全域を大局的に見て Z_{t1} ， Z_{t2} を決定する必要がある。 $Z_0 (= 50\ \Omega)$ 側のインピーダンス変成比をやゝ大きめに選ぶことによってより改善されたサーキュレータ特性が期待できる。

いま，ある与えられた負荷アドミタンス Y_L を，それぞれ特性インピーダンス Z_{t1} ， Z_{t2} の 2 区間四分の一波長変成器を用いて電源インピーダンス Z_0 に整合したものとすると，

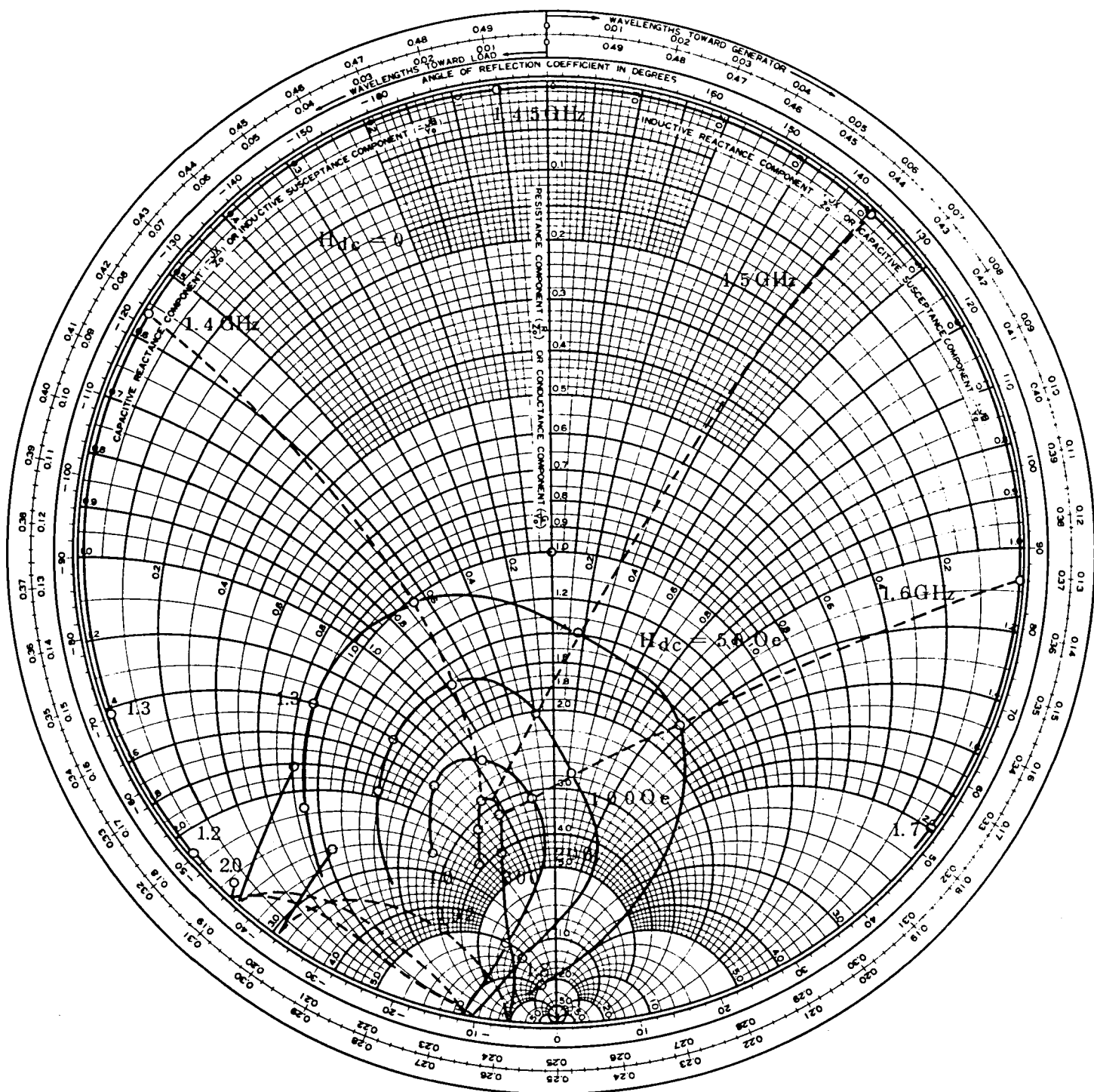


図 5.17 多重反射を除いた入力アドミタンス (円形中心導体)

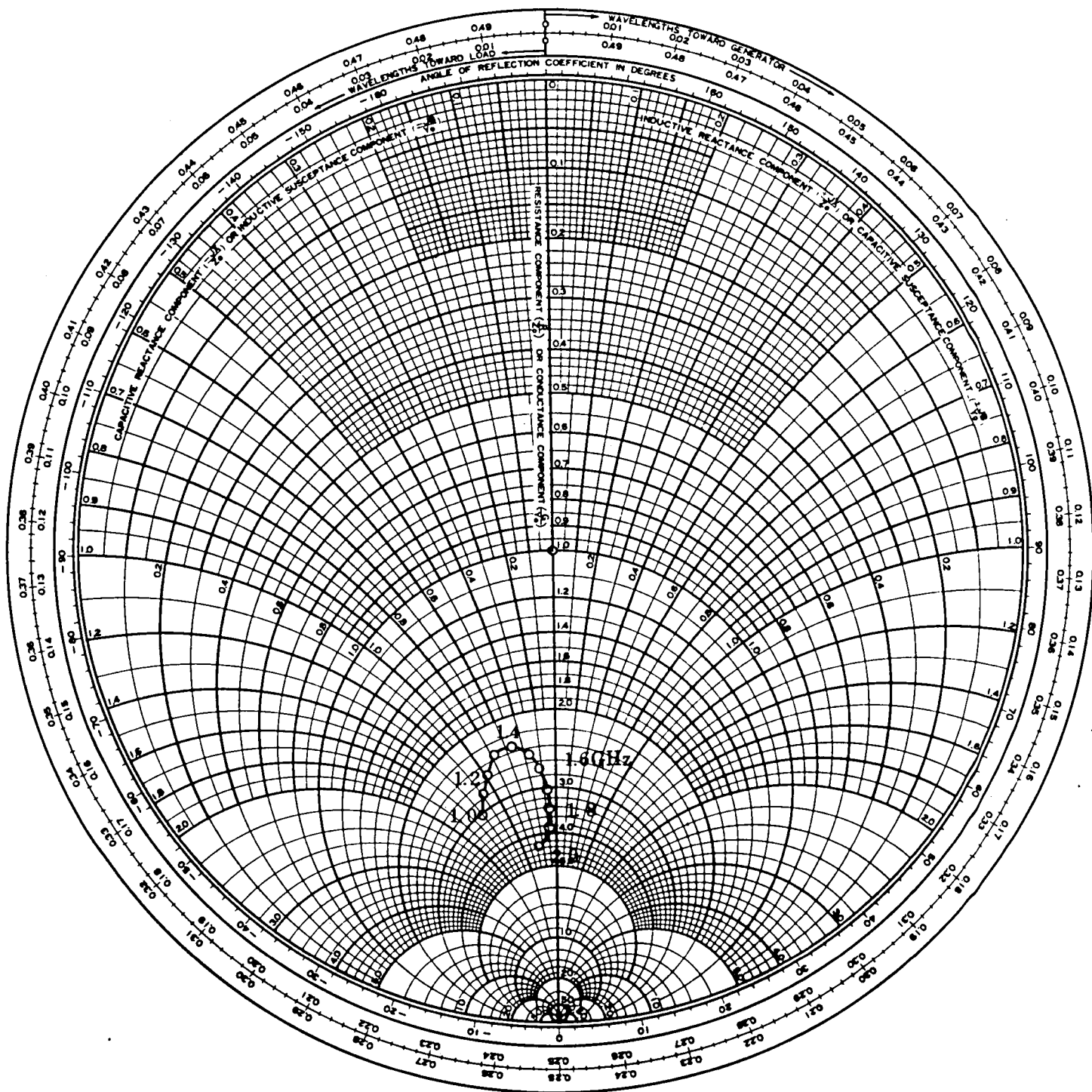


図 5.18 多重反射を除いた入力アドミタンス (Y字形中心導体)

Y_L は図 5.20 に示した仮想的な回路を用いて算出することができる。変成比 $Z_0/R=3$ の場合について Z_{t1} , Z_{t2} を (5.24) 式で決めた場合と Z_{t1} の変成比をやや大きめに選んだ場合の Y_L を図 5.21

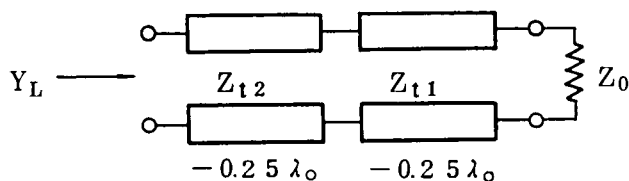


図 5.20 仮想負荷 Y_L の等価回路

に示した。後者の方が 2~4 GHz のオクターブ帯域全体でみて図 5.18 の接合部の真性入力アドミタンスとよく一致していることが判る。帯域の中心におけるサセプタンスのスロープは逆になっているものの帯域両端部におけるサセプタンスの開きが小さくなっている。

5.3.4 実験結果

前項までの実験的考察に基づいて二区間の四分の一波長変成器を用いたストリップ線路サーキュレータの設計手順はつぎの通りになる。

1) フェライト材の選定：フェライトの磁化が大きい程帯域幅が広がる。しかし、低磁界損失条件によって上限が決まる。オクターブ帯域に対しては比帯域幅 $w=0.67$ であるから、図 3.8 を参照して中心周波数における磁化パラメータ $p_0=0.67$ とした。フェライトの直径と厚さは 5.2 節と同様の方法で定める。

2) 中心導体： TM_{21} モードの共振を除くため円形でなく Y 字形とする。

3) バイアス磁界：接合部の多重反射を除いた真性入力アドミタンスが足抵抗性を示すまで十分なバイアス磁界を加える。このときのアドミタンスはほぼ $60\text{ m}\Omega$ となる。

4) 整合：2 区間の四分の一波長インピーダンス変成器を付加して各端子の整合をとる。

上述の設計手順にしたがって試作したオクターブバンドサーキュレータを図 5.22 に示

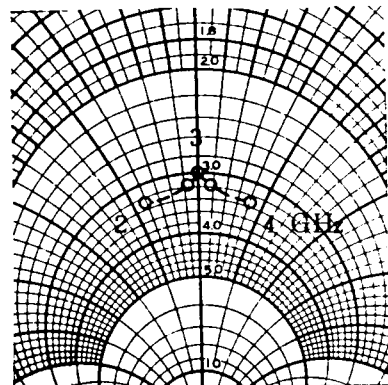


図 5.21(a) 仮想負荷 Y_L のアドミタンス周波数特性,
 $Z_{t1}=38\Omega$, $Z_{t2}=22\Omega$

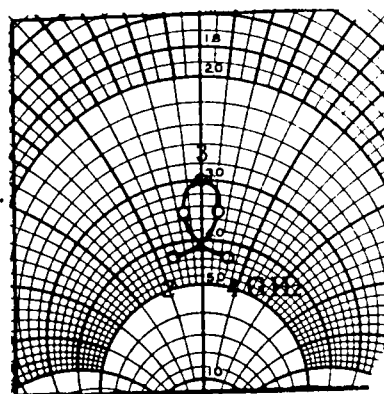


図 5.21(b) 仮想負荷 Y_L のアドミタンス周波数特性,
 $Z_{t1}=33\Omega$, $Z_{t2}=19\Omega$

した。図 5.2 3 はこれらオクターブバンドサーキュレータの電気的特性である。いずれも、 $1 \sim 2$, $2 \sim 4$, $4 \sim 8$ GHz とそれぞれのオクターブ帯域にわたって $VSWR < 1.3$, そう入損失 < 0.5 dB, アイソレーション > 18 dB を満足している。

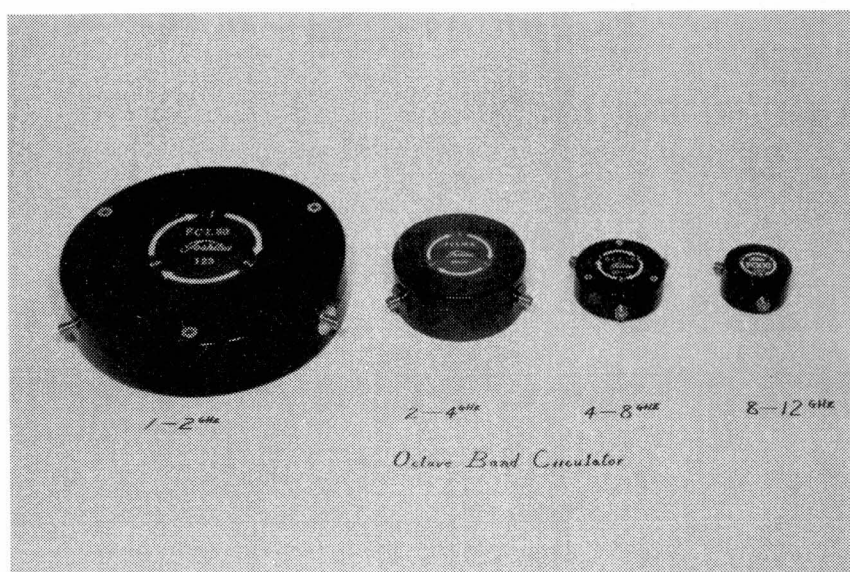


図 5.2 2 オクターブバンドサーキュレータ

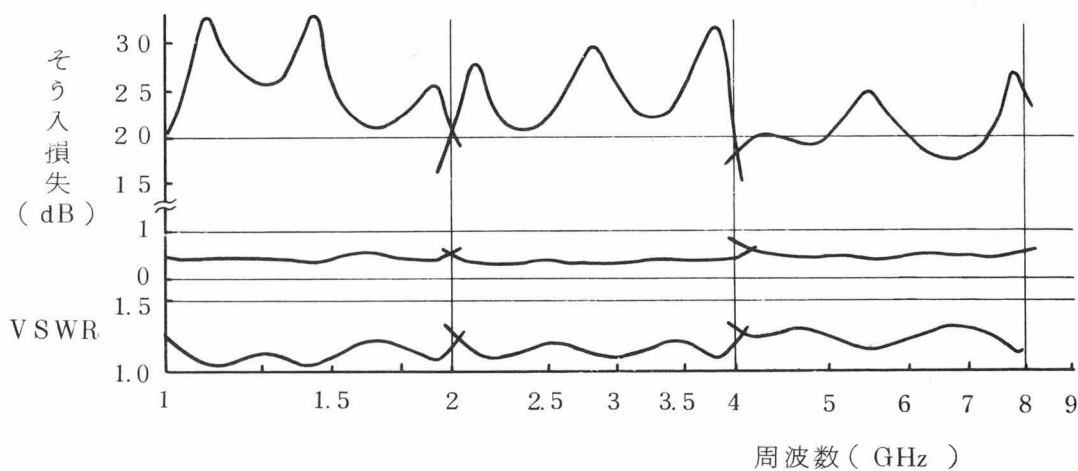


図 5.2 3 オクターブバンドサーキュレータの特性

5.4 マイクロストリップサーキュレータ

二導体系のマイクロストリップ線路も三導体系のストリップ線路と同様にTEM伝送線路であるから、ストリップ線路サーキュレータをそのままマイクロストリップ線路構造に変換することができる。⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾⁽³⁹⁾⁽⁴⁰⁾ アルミナ基板の穴にフェライト円板をはめ込んでフェライト装荷接合部を作る方法と基板全体をフェライトにする方法とがある。いずれの場合も線路導体パターンを真空蒸着とエッチングで形成する。Xバンドにおける周波数帯域幅は約3GHzに達し、比帯域幅は40%もある。図5.24はフェライト基板を用いたマイクロストリップサーキュレータの実例を示したもので、電気的特性を図5.25に示した。

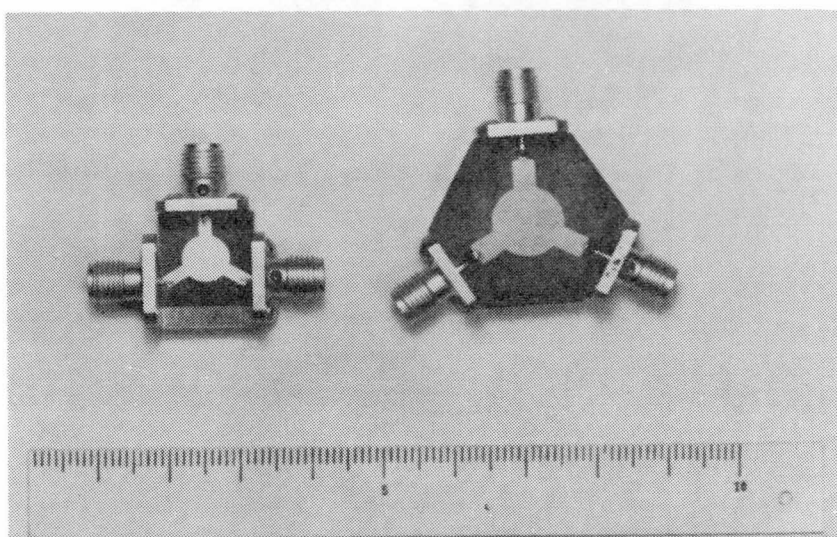


図 5.24 マイクロストリップサーキュレータ

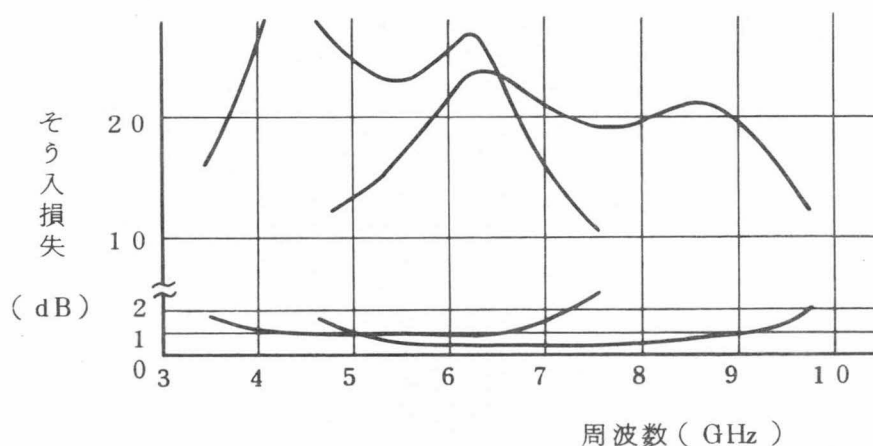


図 5.25 マイクロストリップサーキュレータの特性

設計上、ストリップ線路の場合と異なるのは、マイクロストリップ線路が複合誘電体線路であるから、その特性インピーダンスと波長短縮率を計算する場合、媒質の実効誘電率、実効透磁率として、

$$\epsilon_{\text{eff}} = 1 + q(\epsilon - 1) \quad (5.25)$$

$$\mu_{\text{eff}} = \{ 1 + q(\mu^{-1} - 1) \}^{-1} \quad (5.26)$$

を用いなければならない点だけである。ただし、 q はWheelerの求めた実効充填率⁽⁴¹⁾である。 q はほとんど ϵ 、 μ の大きさには関係せず、線路導体の幅 w と誘電体基板の厚さ h との比により決まるとみなすことができる。この比 w/h と q との関係を図5.26に示した。 q の精度は5%以下であり、サーキュレータの設計には十分である。

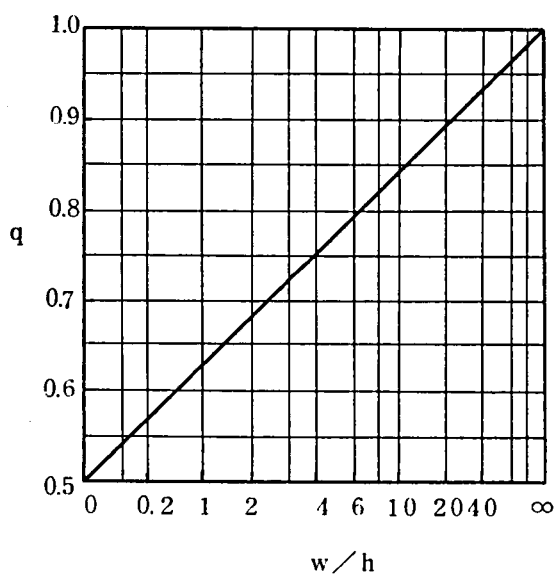


図 5.26 マイクロストリップ線路の実効充填率

第 6 章 サークュレータの電算機設計

電算機利用の発達した現在では、実験的試行の大部分を数値計算におきかえ、広帯域サーキュレータの設計を経済的に行なうことが考えられる。電算機設計を行なうには、まずフェライト装荷接合部の数式モデルを確立することが失決である。このモデルが一度得られると、フィルタなどと同程度の確実さでサーキュレータの設計が可能となるはずである。⁽⁴²⁾このとき、必要な実験はただ設計データをチェックするだけとなる。

本章ではフェライト装荷接合部の数式モデルを検討し、さらにこの数式モデルを用いてフェライト装荷接合部と四分の一波長インピーダンス変成器とを組合せた低磁界動作ストリップ線路サーキュレータの最適化計算を行なって、その最大帯域幅を追求し、フェライト装荷接合部がフェライトの適当なある磁化に対してきわめて広帯域な特性を有することを明らかにした。

6.1 接合部の数式モデル

6.1.1 一様伝送線路モデル⁽⁴³⁾

一様伝送線路モデルは接合部を一定の特性インピーダンスをもった伝送線路とみなし、その固有アドミタンスを式(5.1)、(5.2)で表わす数式モデルである。一様伝送線路の場合、入力アドミタンスは周波数軸上で、極と零点が周期的に現われる。しかし、接合部の固有アドミタンスを実測した図5.15をみると、極と零点の周期性は認められない。たとえば、回転励振に対する固有アドミタンスの最初の零点(反射係數位相角: 0度)が1.85GHzにあるが、2番目の極(反射係數位相角: 180度)は、その2倍の3.7GHzでなく、はるかに低い2.45GHzにある。なお、最初の極は周波数零の点であることはいうまでもない。したがって、一様伝送線路モデルの適用範囲は中心周波数の近傍とその低周波側に限られる。比帯域幅でいえば10%程度の範囲に限られ、30%以上の広帯域サーキュレータの設計には適用できない。

6.1.2 連分数モデル⁽¹⁸⁾

ストリップ線路サーキュレータの固有アドミタンスは、5.1節図5.2に示した構造の誘電体の入力アドミタンス実測値から、導びくことができる。外部直流磁界を加えたフェライトの固有アドミタンスを求めるには、第一近似として、同相励振の場合透磁率に μ_{eff} を、回転励振のときの透磁率には μ_{\pm} を用いればよい。固有アドミタンスの等価回路は、

同相励振，回転励振の場合いずれも無損失であるから，その入力アドミタンスはいわゆるリアクタンス関数で表わされる。交互に現われる零点と極のうち，角周波数 $\omega = \infty$ でアドミタンスの極を仮定すると，

$$Y(\omega) = j\omega C_{n+1} \frac{(\omega^2 - \omega_1^2) \cdots (\omega^2 - \omega_{2m}^2)}{(\omega - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_3^2) \cdots (\omega^2 - \omega_{2m-1}^2)}, \quad n = 2m \quad (6.1)$$

または， $\omega_1 = 0$ のとき， $i \rightarrow i - 1$ と書きかえて，

$$Y(\omega) = j\omega C_{n+1} \frac{(\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_3^2) \cdots (\omega^2 - \omega_{2m-1}^2)}{\omega^2(\omega^2 - \omega_2^2) \cdots (\omega^2 - \omega_{2m}^2)}, \quad n = 2m - 1 \quad (6.2)$$

と表わされる。同相励振に対する固有アドミタンスは $\omega = 0$ に零点，回転励振の場合は $\omega = 0$ で極をもつから，前者は(6.1)式，後者は(6.2)式で表わされる。実測結果から ω_i を定めると，残る未定係数 C_{n+1} は実験値との偏差が小さくなるよう最小自乗法等を用いて決定できる。

一般に，リアクタンス関数は連分数形式に展開することができて，

$$Y(\omega) = a_1 \lambda + \frac{1}{a_2 \lambda + \frac{1}{a_3 \lambda + \frac{1}{a_4 \lambda + \cdots}}}, \quad \lambda = j\omega \quad (6.3)$$

となり，図6.1のような集中定数回路で実現できる。しかも，伝送線路は分布した直列インダクタンスと並列キャパシタンスとから構成されているから，その物理的イメージが明確になり，フェライトの誘電率，透磁率を数式モデルに組込むことが容易に

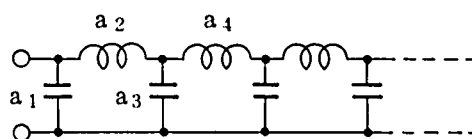


図 6.1 連分数形式リアクタンス関数の集中定数回路表示

なる。透磁率 μ のフェライトを装荷した場合のインダクタンスの値は誘電体モデルのインダクタンスを単に μ 倍すればよい。さらに，比誘電率 ϵ_d ，直径 D_d ，厚さ t_d の誘電体円板を比誘電率 ϵ_f ，直径 D_f ，厚さ t_f のフェライト円板で置換した場合の回路定数は下記の式で換算することができる。

$$\left. \begin{aligned} L' &= \mu_i \frac{t_f}{t_d} L, \quad \mu_i = \mu_{eff} \text{ または } \mu_{\pm} \\ C' &= \frac{\epsilon_f}{\epsilon_d} \cdot \frac{t_d}{t_f} \left(\frac{D_f}{D_d} \right)^2 C \end{aligned} \right\} \quad (6.4)$$

以上の諸式を用いて一回の誘電体等価回路の測定から、フェライトの飽和磁化 $4\pi M_s$ と誘電率 ϵ_f を用いて種々の直径と厚さをもったフェライト円板の固有アドミタンスを計算することができる。設計の中心周波数が変わっても P を一定に保ち、すなわち飽和磁化 $4\pi M_s$ を周波数に比例して加減し、フェライト円板の直径と厚さを周波数に反比例して換えれば固有アドミタンスは変わらないから、設計計算は任意の一周波数で行なっても一般性を失わない。

このモデルは誘電体円板を用いた実測値をもとに定めるので、中心導体の形状に関わりなく使用できる利点がある。しかし、フェライト円板の TM_{21} , TM_{31} など周方向に電磁エネルギーの振動をしているモードに対しては伝送線を想定したモデルとの間に物理的イメージの対応がつかない欠点がある。その反面、 TM_{21} , TM_{31} などのモードはサーキュレータ動作に寄与しないモードであり、帯域を広く設計するときには抑制除去すべきモードであって、後の計算の支障とはならない。どのようにしてこれらの不要共振モードを除くかが設計上の要点となる。

6.1.3 電磁界解析モデル⁽²⁰⁾⁽⁴⁴⁾⁽⁴⁵⁾

前項までに述べた接合部の数字モデルはいずれも実験的に求めた誘電体モデルの可逆性固有アドミタンスにフェライトの円偏波透磁率を組合わせたものであった。ここでは簡単な境界条件を仮定するの

みで、円形中心導体の上下にフェライト円板を装荷した接合部の数学モデルを電磁界解析により求めた。

解析の対象となる接合部の構造を図 6.2 に示した。フェライト円板内の電界は z 軸方向の成分のみ存在し、しかも z に関し一定であるとする、図のように z 軸に平行な直流磁界を加えたとき、

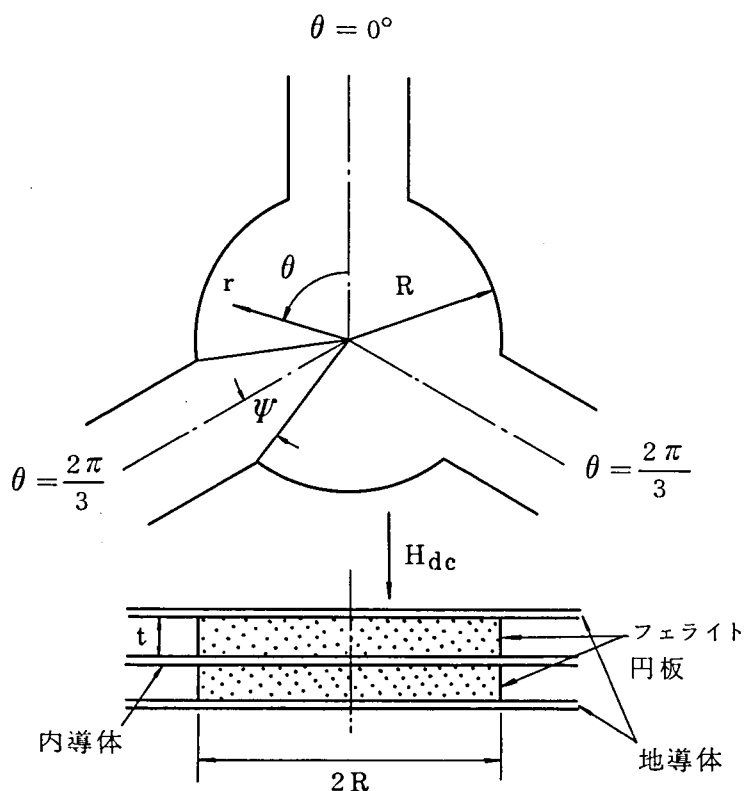


図 6.2 フェライト装荷接合部の構造

E_z は次式を満足する。

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + k^2 \right] E_z = 0 \quad (6.5)$$

ただし,

$$\kappa^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu_{\text{eff}} = \omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \frac{\mu^2 - \kappa^2}{\mu} \quad (6.6)$$

μ, κ は磁化されたフェライトの Polder テンソル成分である。式 (6.5) の一般解は,

$$E_z = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n J_n(kr) e^{jn\theta} \quad (6.7)$$

ただし, E_z の時間依存性は $e^{j\omega t}$ である。磁界成分は Maxwell の方程式から

$$H_\theta = -\frac{j}{\omega \mu_0 \mu_{\text{eff}}} \left(\frac{\partial E_z}{\partial r} + j \frac{\kappa}{\mu} \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} \right) \quad (6.8)$$

$$H_r = \frac{j}{\omega \mu_0 \mu_{\text{eff}}} \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \theta} - j \frac{\kappa}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) \quad (6.9)$$

以下, 各固有ベクトルで励振した場合の電磁界から固有インピーダンスを求める。

(a) 同相励振

同相励振の場合は図 6.3

のような境界条件を考える。

すなわち各ポートのストリ

ップ線路上では,

$$H_\theta(R, \theta) = H \quad (6.10)$$

その他では,

$$H_\theta(R, \theta) = 0 \quad (6.11)$$

この H_θ を Fourier 級数に展開すると,

$$H_\theta = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n e^{jn\theta}$$

ただし,

$$\begin{aligned} C_n &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} H_\theta e^{-jn\theta} d\theta \\ &= \frac{j}{2n\pi} H \left(e^{j\frac{2n\pi}{3}} + 1 + e^{-j\frac{2n\pi}{3}} \right) (e^{-jn\psi} - e^{jn\psi}) \end{aligned}$$

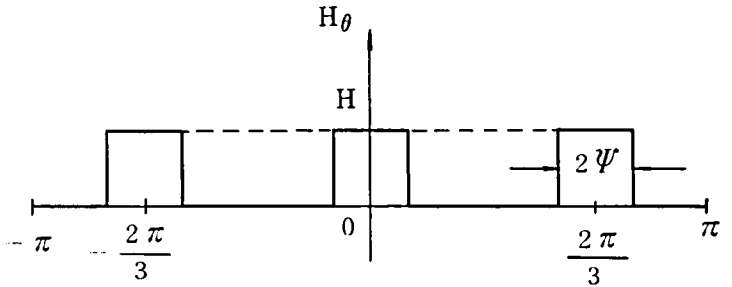


図 6.3 同相励振に対する境界条件

したがって、 $n = 3m$ のときのみ $C_n \neq 0$

$$\therefore C_n = \frac{3}{n\pi} H \sin n\psi = \frac{3\psi}{\pi} H \frac{\sin(3m\psi)}{3m\psi}$$

$n = 0$ のときは、

$$C_0 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} H_{\theta} d\theta = \frac{3\psi}{\pi} H$$

$$\therefore H_{\theta} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{3\psi}{\pi} H \frac{\sin(3m\psi)}{3m\psi} \quad (6.12)$$

一方(6.7)を(6.8)式に代入して、

$$\frac{\partial E_z}{\partial r} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n k J'_n(kr) e^{jn\theta}$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial \theta} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n J_n(kr) j n e^{jn\theta}$$

$$\therefore H_{\theta} = -j Y_{\text{eff}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \left[J'_n(\chi) - p \frac{n}{\chi} J_n(\chi) \right] e^{jn\theta} \quad (6.13)$$

ただし、

$$Y_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon}{\mu_0 \mu_{\text{eff}}}}, \quad p = \frac{\kappa}{\mu}, \quad \chi = k R$$

(6.12), (6.13)式を比較して、

$$\frac{3\psi}{\pi} H \frac{\sin(3m\psi)}{3m\psi} = -j Y_{\text{eff}} a_{3m} \left[J'_{3m} - p \frac{3m}{\chi} J_{3m} \right]$$

$$\therefore a_n = a_{3m} = j Z_{\text{eff}} H \frac{3\psi}{\pi} \frac{\sin(3m\psi)}{3m\psi} / \left(J'_{3m} - p \frac{3m}{\chi} J_{3m} \right)$$

したがって、同相励振に対する電界は、

$$E_{z0}(r, \theta) = j Z_{\text{eff}} H \frac{3\psi}{\pi} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[\frac{\sin(3m\psi)}{3m\psi} J_{3m}(\chi) / \left(J'_{3m}(\chi) - p \frac{3m}{\chi} J_{3m}(\chi) \right) \right] e^{j3m\theta}$$

$$\therefore \frac{E_{z0}}{H} = j Z_{\text{eff}} \frac{3\psi}{\pi} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[\frac{\sin(3m\psi)}{3m\psi} J_{3m}(\chi) / \left(J'_{3m}(\chi) - p \frac{3m}{\chi} J_{3m}(\chi) \right) \right] e^{j3m\theta}$$

(6.14)

ストリップ線路上で平均した電界を考えると、

$$\frac{1}{2\Psi} \int_{-\Psi}^{\Psi} e^{j3m\theta} d\theta = \frac{1}{2\Psi} \frac{1}{j3m} [e^{j3m\theta}]_{-\Psi}^{\Psi} = \frac{\sin(3m\Psi)}{3m\Psi}$$

であるから、

$$\frac{E_{z0}}{H} = j \frac{3\Psi}{\pi} Z_{\text{eff}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[\left(\frac{\sin(3m\Psi)}{3m\Psi} \right)^2 J_{3m}(\chi) / (J'_{3m}(\chi) - p \frac{3m}{\chi} J_{3m}(\chi)) \right] \quad (6.15)$$

この式は波動インピーダンス Z_w を表わしている。そこで Z_0 で正規化した回路インピーダンスを考えると、設計に直ちに使用できる量となる。フェライト装荷接合部の場合と同様にふち効果を見捨てて考え、図 6.4 に示したように電界はすべて Z 軸に平行であると仮定すると、ストリップ線路から接合部をみた回路インピーダンスは、

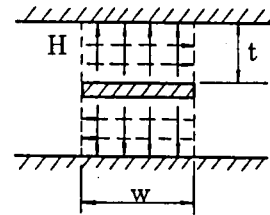


図 6.4 ストリップ線路の電磁界

$$Z = \frac{V}{I} = \frac{t E_z}{2wH} = \frac{t}{2w} Z_w \quad (6.16)$$

で与えられる。ただし、 V は中心導体と地導体間の電圧、 I は各導体を流れる電流である。^{注1}
図 6.2 において、 $w = 2R \sin\Psi = D \sin\Psi$ の関係があるから

$$Z = \frac{t}{2D \sin\Psi} Z_w \quad (6.17)$$

(6.15) を Z_w に代入し、基準インピーダンス Z_0 で正規化すると、

$$z_0 = j \frac{3t\Psi}{2\pi D \sin\Psi} \cdot \frac{377}{Z_0} \sqrt{\frac{\mu_{\text{eff}}}{\epsilon}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left(\frac{\sin(3m\Psi)}{3m\Psi} \right)^2 J_{3m}(\chi) / (J'_{3m}(\chi) - p \frac{3m}{\chi} J_{3m}(\chi)) \quad (6.18)$$

z_0 が求まると、 S 行列の固有値 S_0 は

$$S = \frac{z - 1}{z + 1} \quad (6.19)$$

によって算出することができる。

注1. ストリップ線路の特性インピーダンスの計算には、もれ電磁界をも考慮に入れたより正確な近似式 $Z = (1/4) \ell_n(1 + 2t/w) Z_w$ がある。しかし、フェライトの周辺でのふち効果を見捨てている本解析では、ストリップ線路に対しても同様にふち効果を見捨てた (6.16) 式を用いるのが適当と考えられる。

(b) 回転励振

つぎに、同様にして正、負の回転励振に対する固有値を求める。このときの境界条件は

$$H_{\theta}(R, \theta) = \begin{cases} H, & -\Psi < \theta < \Psi \\ H e^{j \frac{2\pi}{3}}, & \frac{2\pi}{3} - \Psi < \theta < \frac{2\pi}{3} + \Psi \\ H e^{-j \frac{2\pi}{3}}, & -\frac{2\pi}{3} - \Psi < \theta < -\frac{2\pi}{3} + \Psi \\ 0, & \text{elsewhere} \end{cases} \quad (6.20)$$

で与えられる，(6.20)をFourier級数に展開して，

$$\begin{aligned} H_{\theta} &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n e^{jn\theta} \\ C_n &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} H_{\theta} e^{-jn\theta} d\theta \\ &= j \frac{H}{2n\pi} \left(1 + e^{-j \frac{2(n+1)\pi}{3}} + e^{j \frac{2(n-1)\pi}{3}} \right) (e^{-jn\Psi} - e^{jn\Psi}) \end{aligned}$$

$n=3m+1, m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ のときのみ，

$$C_n = \frac{3\Psi}{\pi} H \frac{\sin(n\Psi)}{n\Psi} \quad (6.21)$$

その他は

$$C_n = 0$$

$$\therefore H_{\theta} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{3\Psi}{\pi} H \frac{\sin(3m+1)\Psi}{(3m+1)\Psi} e^{j(3m+1)\theta} \quad (6.22)$$

(6.13)，(6.22)式を比較して，

$$\frac{3\Psi}{\pi} H \frac{\sin(3m+1)\Psi}{(3m+1)\Psi} = -j Y_{\text{eff}} a_{3m+1} \left[J'_{3m+1} - p \frac{3m+1}{\chi} J_{3m+1} \right]$$

$$\therefore a_n = a_{3m+1} = j Z_{\text{eff}} H \frac{3\Psi}{\pi} \frac{\sin(3m+1)\Psi}{(3m+1)\Psi} \left/ \left(J'_{3m+1} - p \frac{3m+1}{\chi} J_{3m+1} \right) \right.$$

したがって回転励振に対する波動インピーダンスは，

$$\frac{E_{z1}}{H} = j Z_{\text{eff}} \frac{3\Psi}{\pi} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[\frac{\sin(3m+1)\Psi}{(3m+1)\Psi} \cdot \frac{J_{3m+1}}{J'_{3m+1} - p \frac{3m+1}{\chi} J_{3m+1}} \right] e^{j(3m+1)\theta}$$

同相励振の場合と同様にストリップ線路上で平均した電圧を考えると，

$$\frac{1}{2\Psi} \int_{-\Psi}^{\Psi} e^{j(3m+1)\theta} d\theta = \frac{\sin(3m+1)\Psi}{(3m+1)\Psi}$$

であるから，

$$\frac{E_{z1}}{H} = j \frac{3\Psi}{\pi} Z_{\text{eff}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[\left(\frac{\sin(3m+1)\Psi}{(3m+1)\Psi} \right)^2 \frac{J_{3m+1}}{J'_{3m+1} - p \frac{3m+1}{\chi} J_{3m+1}} \right]$$

したがって， Z_0 で正規化した回路インピーダンスは，

$$z_1 = j \frac{3t\Psi}{2\pi D \sin\Psi} \frac{377}{Z_0} \sqrt{\frac{\mu_{\text{eff}}}{\epsilon}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[\left(\frac{\sin(3m+1)\Psi}{(3m+1)\Psi} \right)^2 \frac{J_{3m+1}}{J'_{3m+1} - p \frac{3m+1}{\chi} J_{3m+1}} \right] \quad (6.23)$$

逆まわりの回転励振に対するインピーダンスは(6.23)式の p を $-p$ で置換すれば求められる。励振の回転方向を変えるのは，励振をそのままにしておいてフェライトに加える直流バイアス磁界の方向を逆転するのと等価であるからである。こうして，

$$z_2 = j \frac{3t\Psi}{2\pi D \sin\Psi} \cdot \frac{377}{Z_0} \sqrt{\frac{\mu_{\text{eff}}}{\epsilon}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[\left(\frac{\sin(3m+1)\Psi}{(3m+1)\Psi} \right)^2 \frac{J_{3m+1}}{J'_{3m+1} + p \frac{3m+1}{\chi} J_{3m+1}} \right] \quad (6.24)$$

z_1, z_2 はいずれも(6.17)式を用いて換算し， S_1, S_2 が得られる。

以上のようにして求まった固有値の式を用いて，固有値の位相角を算出し，実験的に求められた値(図5.15参照)と比較したのが，図6.5である。両者の定性的な一致はきわめてよいことが判る。同図中には参考として TM_{11} および TM_{21} モードの共振周波数も示してある。

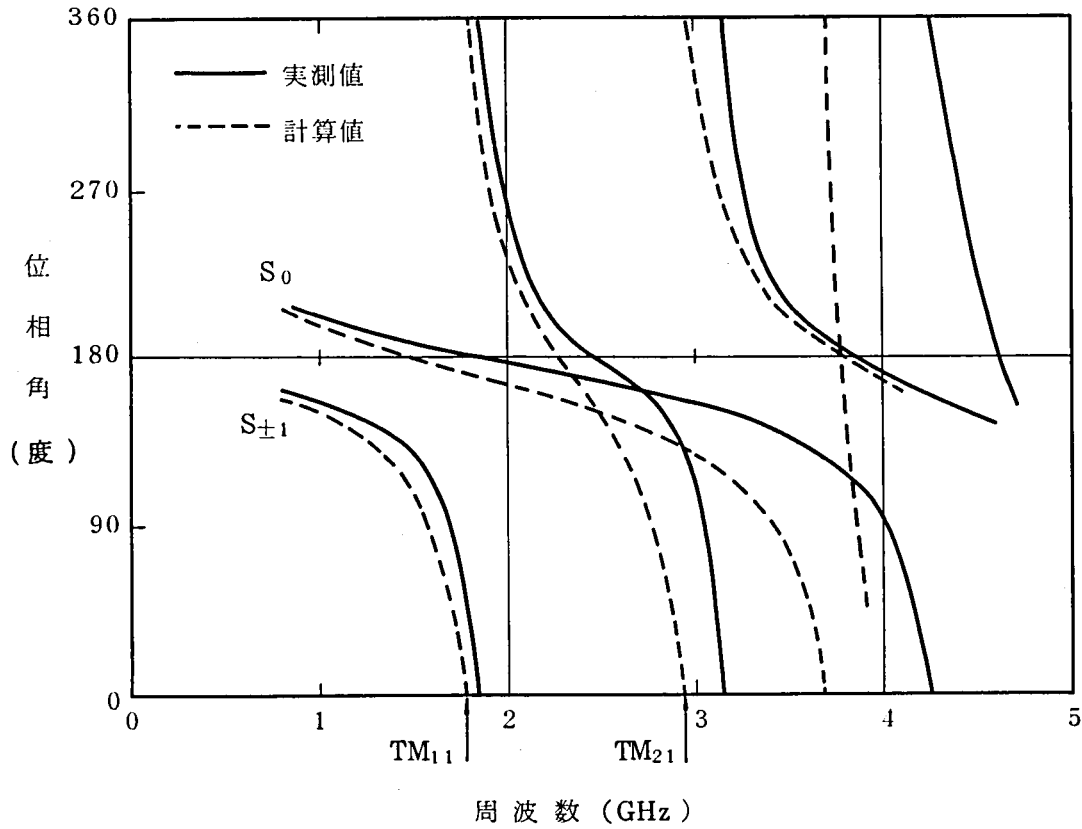


図 6.5 固有値の位相角（実験値との比較）
 $\cdots \epsilon=1.5, D=2.5.6, t=3.5, p=0$

6.2 シミュレーションプログラムと数値解析 (46)

固有値 S_0, S_1, S_{-1} が求まると, S_{11}, S_{12}, S_{13} は

$$\left. \begin{aligned} S_{11} &= \frac{1}{3} (S_0 + S_1 + S_{-1}) \\ S_{12} &= \frac{1}{3} (S_0 + S_1 e^{-j\alpha} + S_{-1} e^{j\alpha}) \\ S_{13} &= \frac{1}{3} (S_0 + S_1 e^{j\alpha} + S_{-1} e^{-j\alpha}) \end{aligned} \right\}, \alpha = \frac{2\pi}{3} \quad (2.10)$$

で与えられる。サーキュレータの入力インピーダンスは (6.19) の逆変換

$$z = \frac{1 + S_{11}}{1 - S_{11}} \quad (6.24)$$

で与えられる。サーキュレータの条件は 2.1 節で述べたように $S_{11} = 0$ であるから,

$$S_0 + S_1 + S_{-1} = 0 \quad (2.11)$$

しかし、一般にフェライト装荷接合部は当初、整合条件が成立していないと想定しなけ

ればならないから、サーキュレータ設計の立場から重要な値は多重反射を除去したときの、
2.4節で述べた真性入力アドミタンス y_{in} である。すなわち、

$$y_{in} = \frac{1 - S_{in}}{1 + S_{in}}$$

$$S_{in} = \begin{cases} S_{11} - \frac{S_{12}^2}{S_{13}}, & |S_{12}| \leq |S_{13}| \\ S_{11} - \frac{S_{13}^2}{S_{12}}, & |S_{12}| > |S_{13}| \end{cases} \quad (2.32)$$

以上の諸式を用いて、多重反射を除いた真性入力アドミタンスを算出することができる。
計算の手順を図 6.6 に示した。

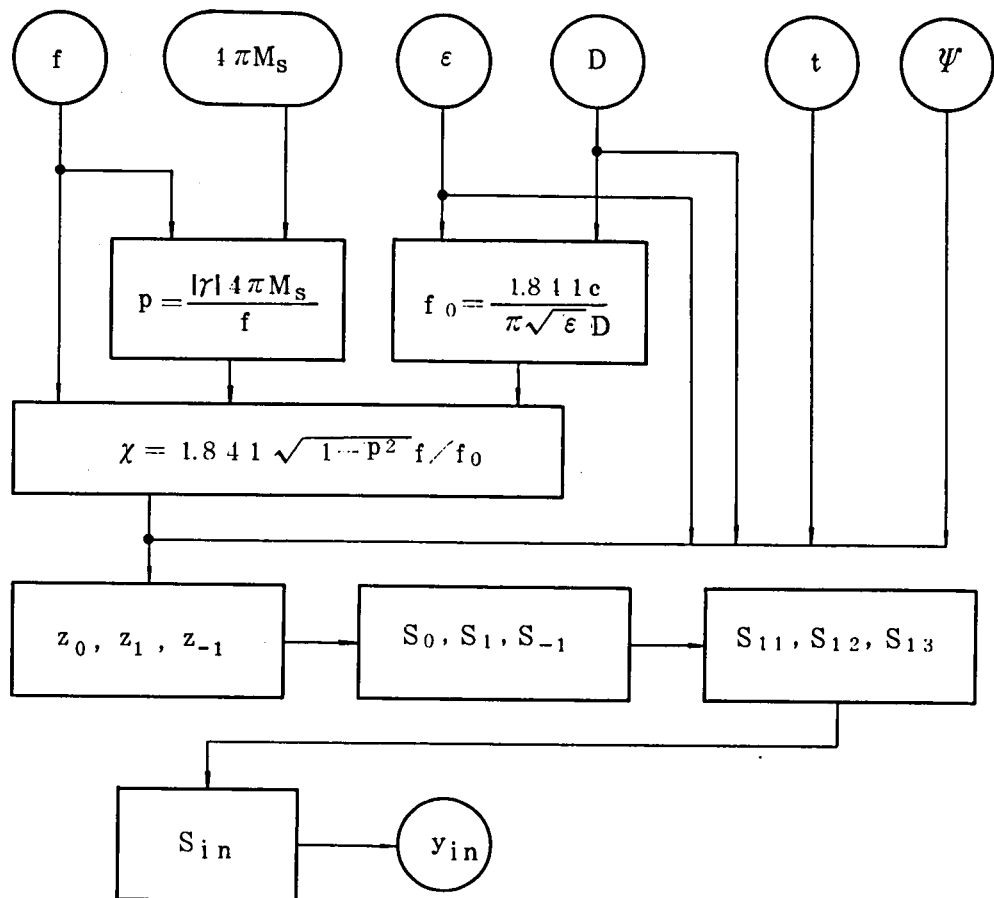


図 6.6 真性入力アドミタンスの計算手順

独立変数は

フェライト材料の比誘電率 ϵ と飽和磁化 $4\pi M_s$

フェライト円板の直径 D と厚さ t

入出力ストリップ線路がフェライト円板の周上にはる角 Ψ

の5個である。これら5個のパラメータを与えると任意の周波数における y_{in} を計算することができる。

さらにフェライト装荷接合部の S パラメータが判ると、各端子にキャパシタを装荷したり、四分の一波長変成器を付加したときの S パラメータも容易に算出できる。この新しい S パラメータを用いてサーキュレータ特性を求めるシミュレーションプログラムを作成した。このプログラムを用いて第2, 第3端子を 50Ω で無反射終端した際の $VSWR$, 入力アドミタンス, そう入損失, アイソレーションなどを知ることができる。プログラムは FORTRAN IV で記述し, 計算結果は $VSWR$, そう入損失, アイソレーションなどをグラフの形で, 入力アドミタンスはスミス図表の形式で印刷されるようなサブルーチンを用意し, シミュレーション結果の直観的判定の助けとした。スミス図表をプロットするサブルーチンは $VSWR$ 2 以下の範囲を拡大して示すことも可能とした。

6.3 最適化プログラム

シミュレーションの計算結果を実験と照合することによってプログラムされた数学モデルの妥当性が確認されると, 広帯域サーキュレータの設計は前節で述べた ϵ , $4\pi M_s$, D , t , Ψ なる5個のパラメータを与えられた中心周波数に対して比帯域幅を最大にするよう最適化する問題になる。

最適化のアルゴリズムが適当であると, 最適化プログラムは与えられた初期値から出発して, その都度, 目的関数の値を計算しつゝ, その目的関数値が最大または最小になるようパラメータを変えてゆく。パラメータの値を変更するアルゴリズムとして, 各点での目的関数の微係数を利用する勾配法と, 目的関数値そのものを比較してつぎの試行点を決める直接法とがある。⁽⁴⁸⁾ 勾配法, たとえば 4.5.3 で述べた Fletcher-Powell 法は極値の近傍に達すると収束が速いという特徴があるものの, 極値の近傍に達するまでの段階では, 両者の差異は小さい。勾配法は微係数が解析的に求まる場合以外は, 差分でもって微係数を近似せざるを得なくなり, 両者の本質的相異点はなくなってしまう。さらに電算機の特徴を生かせば, できるだけ簡単なアルゴリズムで数多くの試行を行なうのがより有効と考

えられる。したがって、ここでは目的関数として VSWR が 1.2 以下の比帯域幅をとり、アルゴリズムとしては直接法に属するパターン探索法を用いて最適化のプログラムを作成した。中心周波数における VSWR ρ_0 が 1.2 以上のときは比帯域幅を求めることができないので、 $-\rho_0$ を目的関数として定義することにした。

パターン探索解は図 6.7 に示したように、座標軸と斜交した狭い稜線に達するとしばしばみかけの極値⁽⁴⁹⁾に落ち込むので、この難点を除くため Razor 探索を用い、初期値をランダムに変更してパターン探索を繰返し、二つのみかけの極値を比較することによって、稜線方向を検出できるようにした。比帯域幅

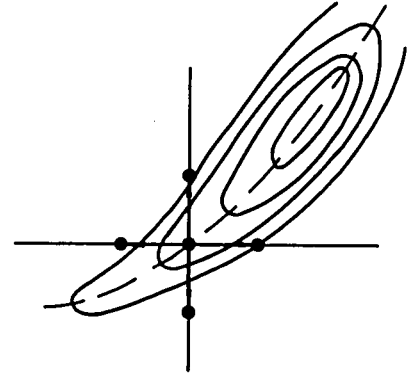


図 6.7 みかけの極値

最適化計算の試行例を図 6.8 に示した。この例では

6 回のランダムな初期値変更の後に、最大値が 80 % 以上に達している。しかし、この計に用いた連分数モデルはこのような広い周波数範囲に適用できないことが判っている (6.1.2 参照) ので、ここでは Razor 探索による最適化プログラムの有効性を確認するに止まった。

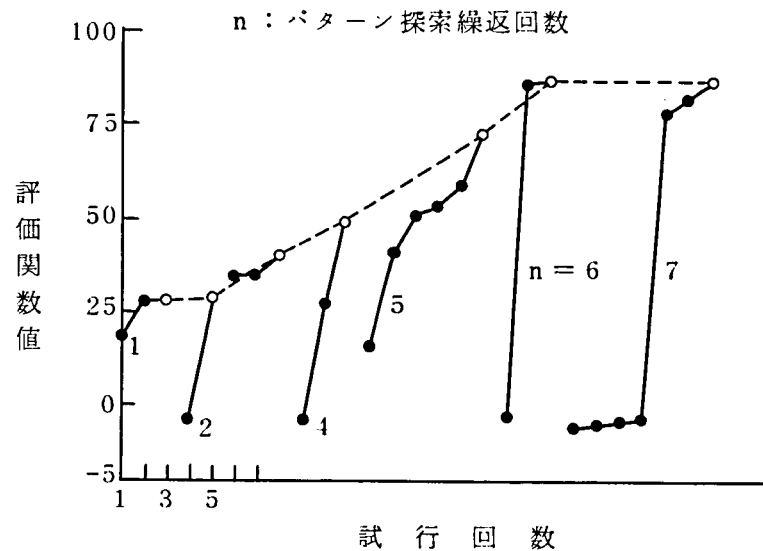


図 6.8 Razor 探索の計算例

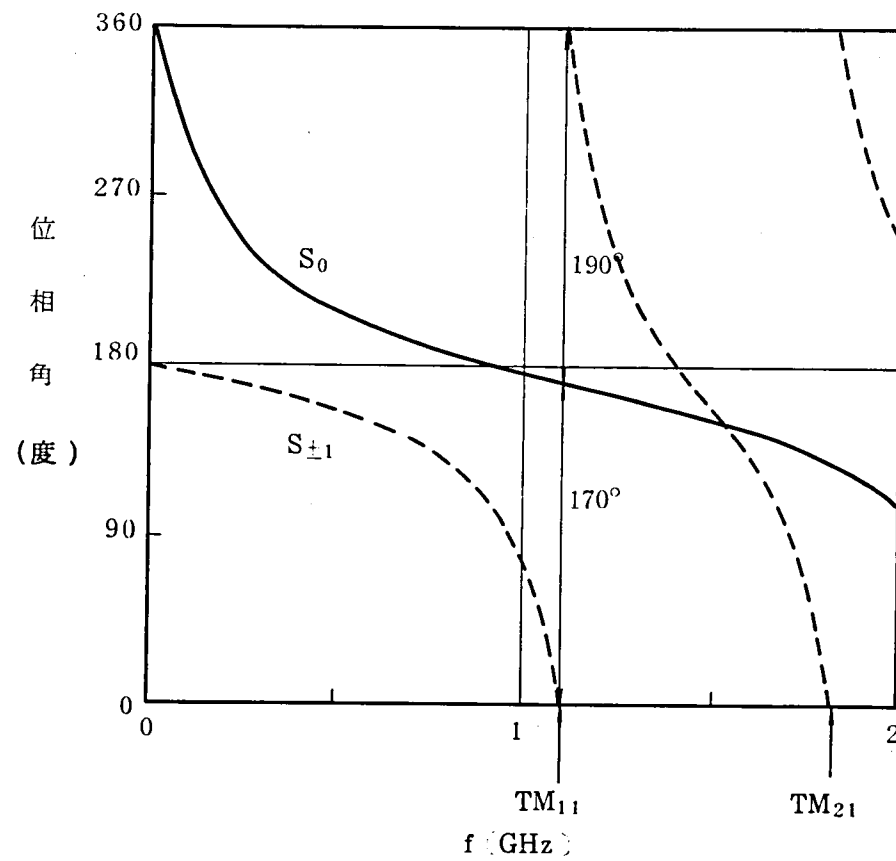
6.4 計 算 結 果

6.4.1 固有値の位相角

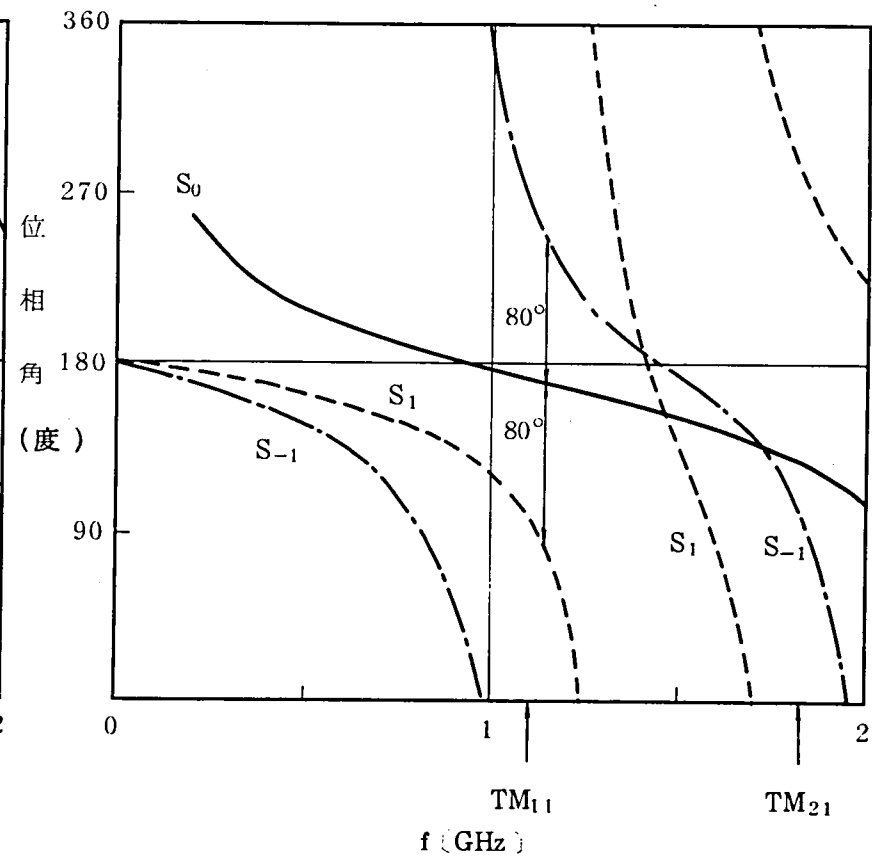
まず、6.2節のシミュレーションプログラムを使って $4\pi M_s$ を順次増しつゝ、接合部の入力アドミタンスを算出した。一様伝送線路を用いても、図5.12に示したように、磁化 $4\pi M_s$ を増すにつれて次第に入力アドミタンスの軌跡が集まり、さらに磁化を増すとループを描くなど、実験とよく対応した結果が得られた。

こうして、シミュレーションプログラムの有用性が確かめられたので、より正確な電磁界解析モデルを用いて、磁化 $4\pi M_s$ を変え、磁化パラメータをしだいに大きくしたときの固有値の位相角を図6.9に示した。同図(a)と(b)をみると、1.1GHz付近で $p_0 = 0$ と $p_0 = 0.3$ との間で $S_{\pm 1}$ と S_0 の位相角の差が120度となり、サーキュレータ条件を満足することが判る。さらに、 $p_0 = 0.1$ と0.2の中間でサーキュレータ条件を満たすことが、図6.9(c)と(d)より判る。しかし、同時にサーキュレータ条件を満足する周波数範囲もきわめて狭いことが伺える。さらに $f = 1.45\text{GHz}$ 付近で S_1 と S_{-1} の順序が入れ変わっている。これは p_0 の増加に即して TM_{11} モードの共振周波数が S_{-1} では低くなり、 S_1 では高くなるのに反し、 TM_{21} モードの共振周波数は逆に S_{-1} では高く、 S_1 で低くなるためである。このため p_0 の変化に関係なく、つねに $f = 1.45\text{GHz}$ で S_1 と S_{-1} の入れ代りが生じ、この点でサーキュレータの回転方向が逆転することになる。したがって、フェライト装荷接合部単体では狭帯域特性しか期待できないこと、およびインピーダンス変成器を付加してもその周波数上限が1.45GHz付近に制限され、さらに広帯域化するには中心導体の形を変えて TM_{21} モードの共振を避けなければならないことが判る。 TM_{21} モードは円周方向に2波長の定在波がのり、円周方向の共振であるから、中心導体の形状を円形からY字形に変えると図5.18に示したように TM_{21} モードの共振がなくなる。回転励振に対する固有アドミタンスの第二の零点は約30%高い周波数に移動する。

以上により、フェライト装荷接合部のモデルおよび計算プログラムの有効性が確認できたから、続いて各設計パラメータのサーキュレータ特性に与える影響をシミュレーションにより検討する。なお、固有値の式に含まれる無限級数の項数をかえて TM_{11} モード共振周波数の3倍の周波数まで固有値を計算し、 $J_9(\chi)$ までの項を用いれば十分であることを確認した上で、以後の固有値の計算には $J_{10}(\chi)$ 以上の項を無視することにした。

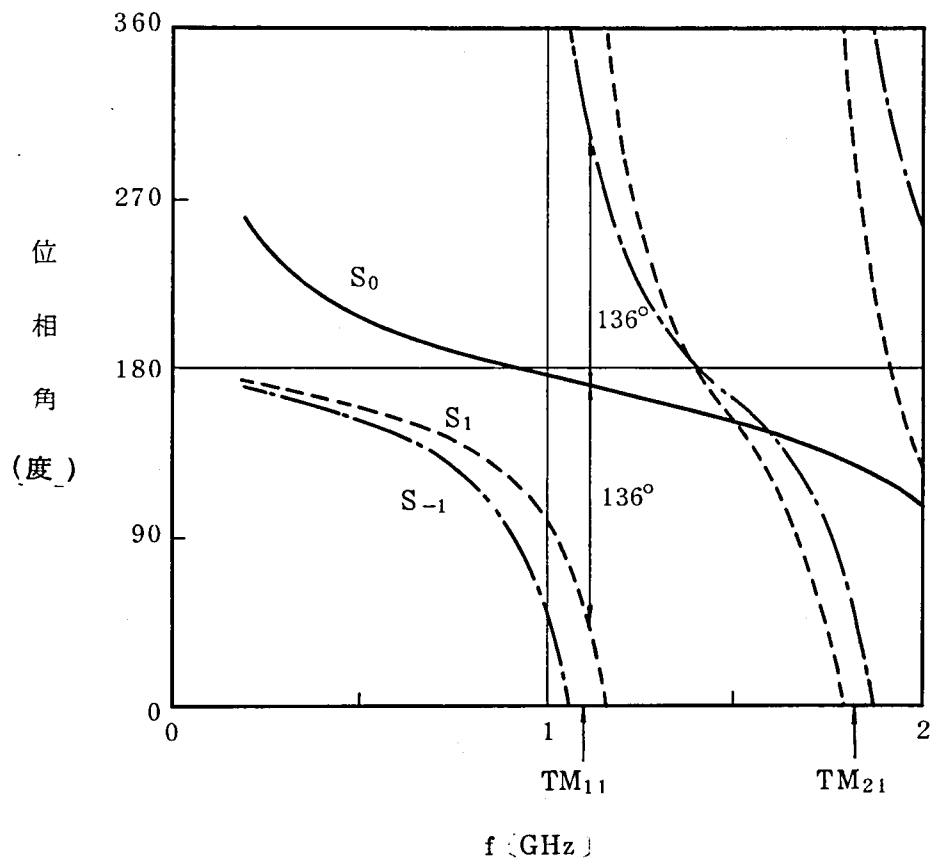


(a) $4\pi M_s = 0$ ガウス ($p_0 = 0$)

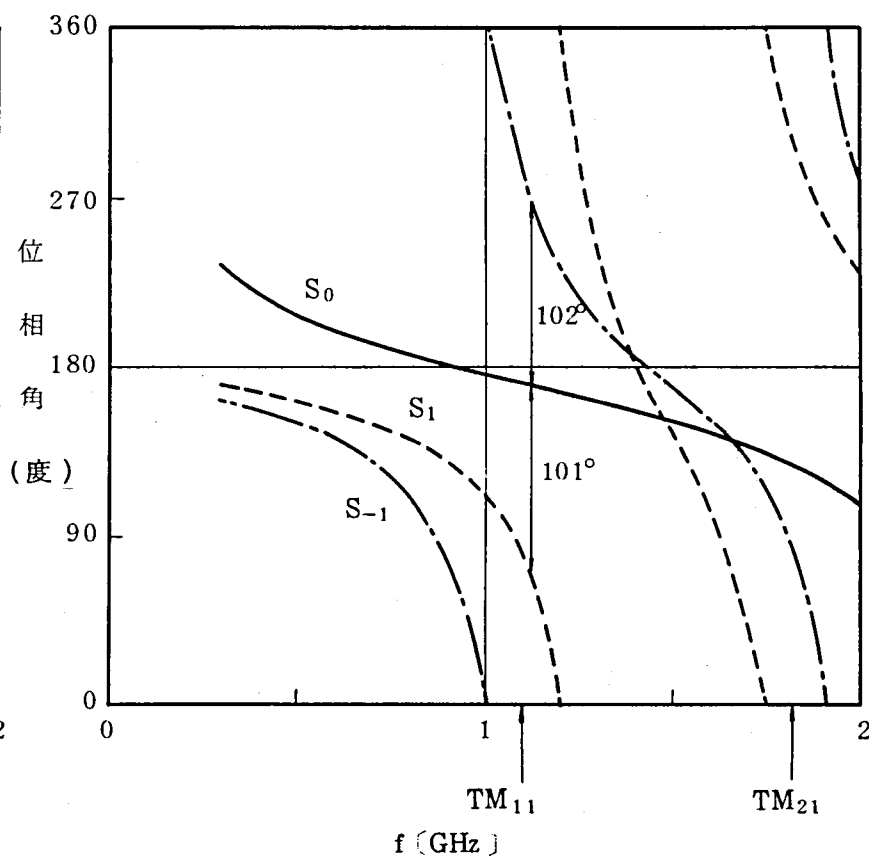


(b) $4\pi M_s = 120$ ガウス ($p_0 = 0.3$)

図 6.9 - 1 固有値の位相角 ($4\pi M_s$ を変えた場合)
 $\epsilon = 16$, $D = 40 \text{ mm}$, $t = 6 \text{ mm}$



(c) $4\pi M_S = 40$ ガウス ($P_0 = 0.1$)



(d) $4\pi M_S = 80$ ガウス ($P_0 = 0.2$)

図 6.9-2 固有値の位相角 ($4\pi M_S$ を変えた場合)
 $\epsilon = 16$, $D = 40mm$, $t = 6mm$

6.4.2 各パラメータの効果

(a) 飽和磁化： $\Psi = 20^\circ$, $D = 40\text{ mm}$, $t = 6\text{ mm}$, $\epsilon = 16$ の場合について，飽和磁化を変え，多重反射を除いた真性入力アドミタンスを計算して図 6.10 に示した。一方，出力側にスタブチューナをそう入して各測定周波数で整合をとりつゝ測定した真性入力アドミタンスの実測値は図 5.17 に示されている。パラメータは印加磁界である。両者の定性的な一致はここでもきわめてよいといえる。飽和磁化あるいは印加磁界を強めて磁化を増すにつれてアドミタンスの周波数軌跡は一点に収束してゆく。このとき，従来考えられていたように入力アドミタンスが純コンダクタンスとなる周波数をサーキュレータとしての中心周波数とすると，その周波数はしだいに高くなるが，広帯域サーキュレータを実現するのに適したアドミタンス軌跡の中心周波数は磁化を増しても変化しないことが判る。この収束したアドミタンス軌跡から適当な補正リアクタンスを求め，これを付加して広帯域特性を実現すべきものであることが結論できる。

(b) 開口角：各端子のストリップ線路幅を表わす角 Ψ を変えて同様の計算を行ない，インピーダンス表示で図 6.11 に示した。この図から Ψ を変えても基準面の位置がずれるのみでアドミタンス軌跡の形はほとんど変わらないことが判る。入力アドミタンスが純コンダクタンスとなる点をサーキュレータの動作点とみる従来の考え方によれば Ψ の効果は著しいといえるが，広帯域サーキュレータの設計においては Ψ は本質的なパラメータではないといえることができる。 Ψ が小さい程各端子に直列に付加された可逆性のインダクタンスが増加したのと等価でそれだけ大きな補正キャパシタンスが必要とされるにすぎない。したがって以下のシミュレーションでは $\Psi = 20^\circ$ の一定値として計算をすゝめる。

(c) フェライトの直径と比誘電率：磁化を変えてもサーキュレータの広帯域動作に適した中心周波数は変らない。この中心周波数は

$$f_0 = \frac{1.841 \cdot C}{\pi \sqrt{\epsilon} D} \quad (6.25)$$

で与えられる。したがって，サーキュレータの中心周波数はフェライトの直径 D と比誘電率 ϵ とによって決まる。逆に， f_0 と ϵ を与えれば D はユニークに決定される。フェライトの誘電率は制御の余地がほとんどないから，結局 D は f_0 に対して定まり，設計の自由度がないことになる。すなわち，サーキュレータを小形化するには，フェライト材の比誘電率を大きくするか，最後の方法として集中定数化するほかないことになる。

なお，図 6.9 における中心周波数を図 5.17 の実験値と比較すると，著しく低いことが

判る。実験的に得られた 1.455 GHz に対し、(6.25)式で求めた $f_0 = 1.099 \text{ GHz}$ は 24.5% 低い。ただし、フェライトの比誘電率は 16, 直径は 40 mm とした。このずれの原因は電磁界解析においてフェライトのふち効果を見逃したためと考えられるが、なお明らかではない。設計理論を確立する上で、今後に残された問題である。

(d) フェライトの厚さ：厚さ t を変えた場合、多重反射を除いた入力アドミタンスは t に反比例して変る。この関係は固有インピーダンスの式 (6.18), (6.23), (6.24) から容易に判る。したがって、たとえば、図 6.10 において、 t を 3 倍にすると、 $4\pi M_s = 200$ ガウスのインピーダンス軌跡がスミス図表の中心を通り、何等インピーダンス変成器を付加することなくサーキュレータ特性が得られる。実際、入出力線路部分の基板厚さよりもフェライトの厚さを約 5 倍にとったマイクロストリップサーキュレータも報告されている⁽⁵⁰⁾。しかし、フェライト直径と厚さの比は 8.5 で必ずしも厚いとは云えない。図 6.10 の例で厚さを 3 倍にするとこの比は 2.2 である。また、厚くすると形状が大きくなるので実用的には余り好ましくない。

6.4.3 各パラメータの相互関係

広帯域サーキュレータにおけるフェライト装荷接合部の設計パラメータは既述のように ϵ , $4\pi M_s$, D , t , Ψ の 5 個である。本項ではこれら諸パラメータの相互関係を考える。固有インピーダンスの式 (6.16) 等を見ると、

$$z_i = f_i \left(\frac{t}{\sqrt{\epsilon} D}, p, \chi, \Psi \right), i = 0, \pm \quad (6.26)$$

の形で表わされていることが判る。ここで、

$$p = \frac{f_0}{f} p_0, \chi = kR = \pi f \sqrt{\epsilon} D \sqrt{1-p^2} / C \quad (6.27)$$

であるから、

$$z_i = f_i \left(\frac{t}{\sqrt{\epsilon} D}, \frac{f_0}{f} p_0, \pi f \sqrt{\epsilon} D \sqrt{1-p^2} / C, \Psi \right) \quad (6.28)$$

(6.25) 式から、

$$\sqrt{\epsilon} D = \frac{1.841 C}{\pi f_0} = \frac{1.841}{\pi} \lambda_0$$

$$\therefore z_i = f_i \left(\frac{\pi t}{1.841 \lambda_0}, \frac{f_0}{f} p_0, 1.841 \frac{f}{f_0} \sqrt{1-p^2}, \Psi \right) \quad (6.29)$$

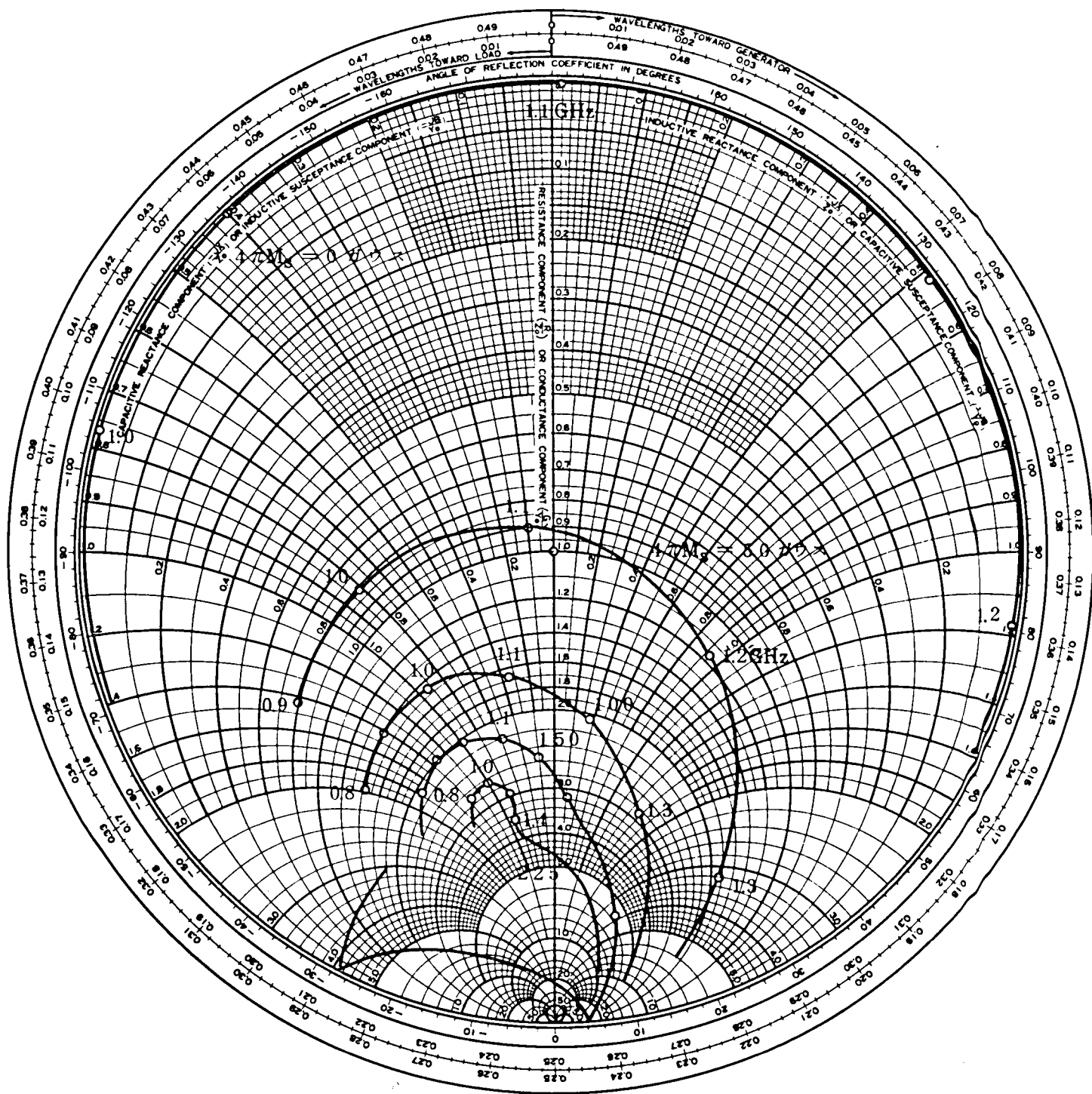


図 6.10. 真性入力アドミタンスの計算値 ($4\pi M_s$ を変えた場合)

..... $\epsilon = 16$, $D = 40$ 円周, $t = 6$ 円周

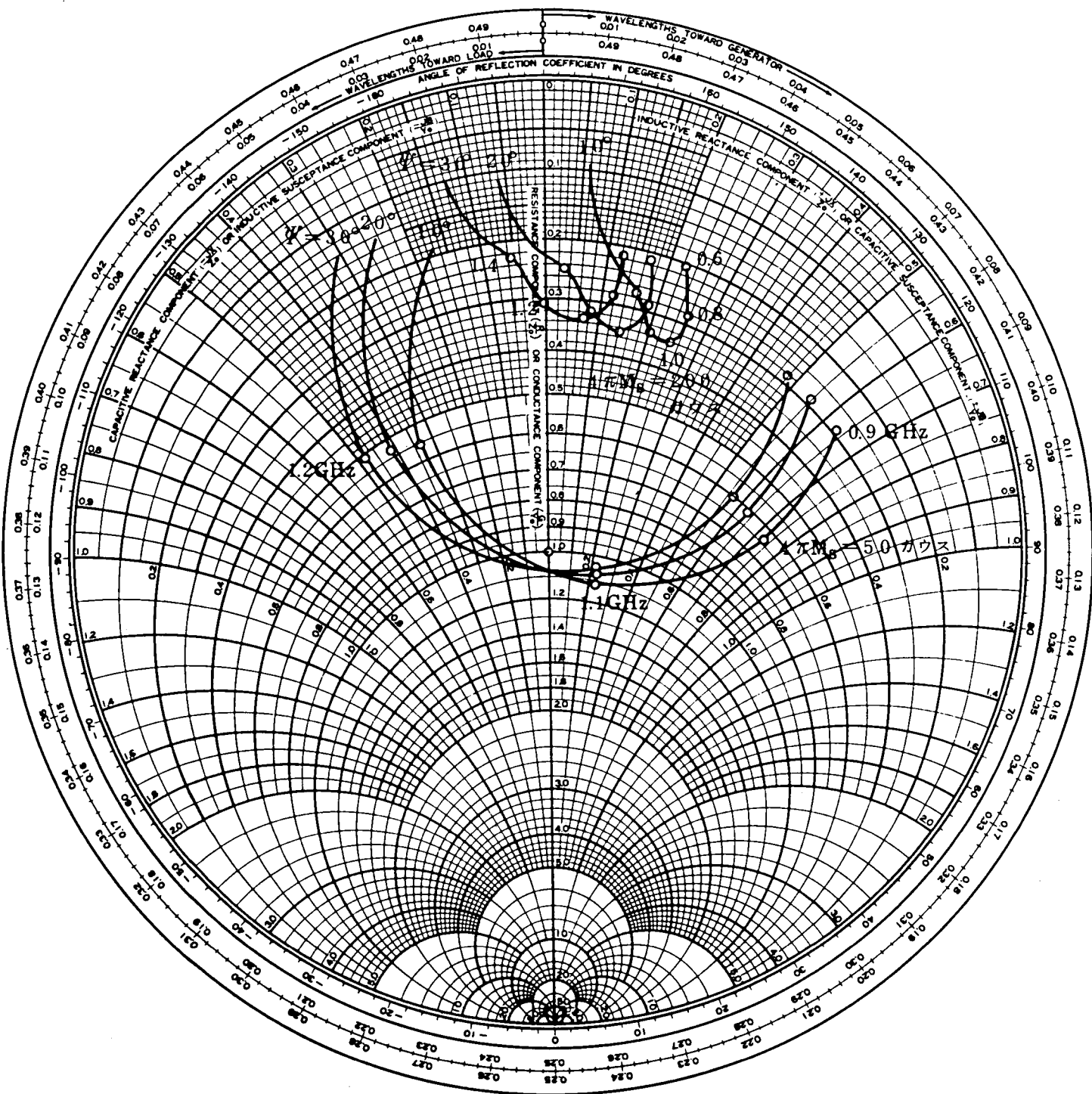


図 6.11. 真性入力インピーダンスの計算値 (ψ を変えた場合)
 $\varepsilon = 16$, $D = 40$, $t = 6$

したがって、 $\sqrt{\epsilon}$ を変えても D を変えてもその効果は同じであることが(6.28)式から判る。いずれのときも(6.25)式の f_0 が変り、逆に f_0 を決めると $\sqrt{\epsilon} D$ は(6.25)式を満足するように選ばなければならないのである。 Ψ があまり本質的なパラメータでないことを考慮すると、広帯域サーキュレータ設計上の独立なパラメータは t/λ_0 と p_0 のみになってしまう。 $\sqrt{\epsilon} D$ は f_0 が与えられると決まり、独立なパラメータではない。しかも固有インピーダンスは単に t に比例して増減するだけであるから、真に独立なパラメータは p_0 のみである。したがって、磁化をパラメータとして入力アドミタンスの周波数特性を示した図6.9がすべての状態を表現していると考えてよい。図6.9をみると磁化パラメータ p_0 を増すにつれて入力アドミタンスの周波数変化が小さくなる。この特性が広帯域サーキュレータの実現を可能にするのである。

$\Psi = 20^\circ$ の場合について p_0

と負荷 Q 、 Q_L との関係を図6.12に示した。図6.9において、 $4\pi M_s$ の小さいときは並列共振回路と等価なアドミタンス軌跡を示しているので、基準面を少し移動すれば、サセプタンススローブとコンダクタンスとの比から Q_L を求めることができる。しかし、 $4\pi M_s$ が100 Gauss以上、 p_0 にして0.3以上になると、しだいにコンダクタンスの変化

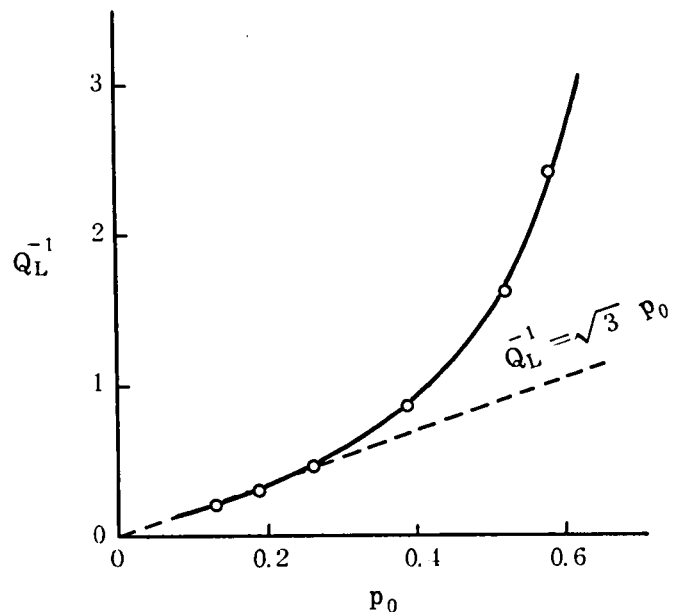


図 6.12 磁化パラメータと負荷 Q

が大きくなり、並列共振回路のそれとは等価とみなせなくなる。この場合、並列共振回路を想定した Q_L は定義できなくなるが、中心周波数1.1GHzとその上下、すなわち1.0と1.2GHzの3点でのアドミタンスから Q_L を算出し、図6.11にプロットした。とくに、 $4\pi M_s$ を300 Gaussまで増した $p_0 = 0.7$ 以上では、850~1450 MHzにおけるアドミタンスが $3 - j$ の近傍に集まってしまった。 Q_L は零に相当する。すなわち、 p_0 が0.3越すと、もはや狭帯域近似の式 $Q_L = (\sqrt{3} p_0)^{-1}$ が適用できなくなる。とくに p_0 が0.7以上では、サセプタンスの変化がなくなり、 Q_L はきわめて小さくなる。これは、フェライト

の非可逆性透磁率の周波数依存性によるものと考えられる。すなわち、3.3節に述べたサーキュレータの動作原理によれば、サーキュレータの条件はフェライト中での電磁波の偏向角が60度($\pi/3$ rad.)に等しいことであつた。いま、非可逆性指数が周波数に関係なく一定であるならば、フェライト中での電気長の長くなる高周波側では偏向角が増すはずである。しかるに、磁化パラメータ p は磁化を周波数で除した量であるから、周波数が高くなるにつれて小さくなり、電気長の伸びによる効果を相殺して物理的単位長当りの偏向角が周波数に関係なく、一定値に保たれるものと考えられる。式(3.15)において周波数依存性のある部分のみとり出すと、 β_{\pm} に含まれる ω と μ_{\pm} がそれで、この部分を C_f とみると、

$$C_f = \frac{f}{f_0} \left\{ \sqrt{1 + p_0 \left(\frac{f_0}{f} \right)} - \sqrt{1 - p_0 \left(\frac{f_0}{f} \right)} \right\} \quad (6.30)$$

周波数の関数として C_f を図6.13に示した。 p_0 の値に関係なく、ほぼ一定値をとることが判る。なお、サーキュレータの条件は総偏向角

$$\theta \frac{\pi D}{3} = \frac{\pi}{3} \quad (6.31)$$

である。ただし、 θ の積分路は図3.5において端子①、②間を結ぶ円弧であり、その長さは $\pi D/3$ である。(6.31)式より、

$$\theta D = \frac{\beta_- - \beta_+}{2} D = 1$$

$$\therefore \frac{\omega}{2} \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \sqrt{\epsilon} D (\sqrt{\mu_-} - \sqrt{\mu_+}) = 1 \quad (6.32)$$

(6.25)式の関係 $\sqrt{\epsilon} D = 1.841C/(\pi f_0)$

を代入すると、

$$C_f = \frac{f}{f_0} (\sqrt{\mu_-} - \sqrt{\mu_+}) = 0.543 \quad (6.33)$$

を得る。この値も図6.13中に点線で示した。すなわち、 $p_0 \div 0.5$ で広い周波数範囲にわたり、偏向角60度というサーキュレータの条件を満たしていることが判る。

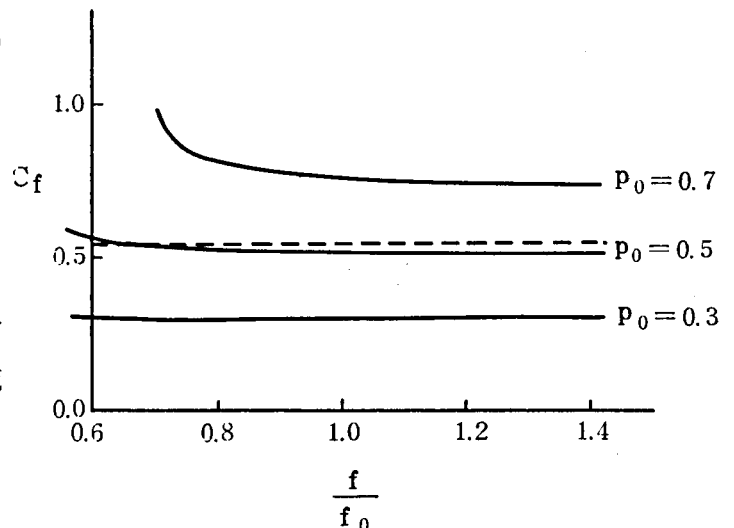


図 6.13 偏向角 θ の周波数依存性

しかし、図 5.17 の実測による真性入力アドミタンスの周波数特性をみると、コンダクタンスの変化が残っており、コンダクタンスの周波数依存性がサーキュレータの帯域幅を制限する要素となることが判る。

ここで、サーキュレータの設計パラメータのスケーリングについて述べる。サーキュレータの中心周波数 f_0 を変える場合、まず (6.25) 式満足するように $\sqrt{\epsilon} D$ を変える。すなわち、周波数 f , f_0 を k 倍する場合は、まずフェライト直径 D を k 分の一にする。さらに、(6.26) 式の関数 f_i の第 1 の変数 $t / (\sqrt{\epsilon} D)$ を一定に保つため、フェライトの厚さ t も k 分の一にする。第二、第三の変数 p , χ を一定に保つため、 p_0 一定、すなわち、磁化 $4\pi M_s$ を k 倍にする。こうすれば、(6.26) 式で与えられる固有インピーダンス z_i も変わらず、スミス図表上におけるその周波数軌跡の形も変わらない。このようにして、スケーリングが可能であるから、本章で論ずるサーキュレータの設計は、中心周波数の如何を問わず一般性をもったものとなる。 z_i もアドミタンス軌跡の形も変わらないことが保証される。したがってスケーリングが自由に行なえるから、サーキュレータの設計は中心周波数に関係なく一般性をもったものとなる。

6.4.4 一段変成器を用いた場合

(a) パラメータの最適化

前項でフェライト装荷接合部の特性が明らかになったので、これに四分の一波長変成器を付加したサーキュレータの最適化を行なった。中心周波数 f_0 を与え、独立変数としてフェライトの直径と厚さ、変成器の特性インピーダンスと線路長の 4 個を用い、パターン探索を繰返した。飽和磁化を中心周波数で正規化した磁化パラメータと比帯域幅 w との関係を図 6.14 に示した。一段の四分の一波長変成器を

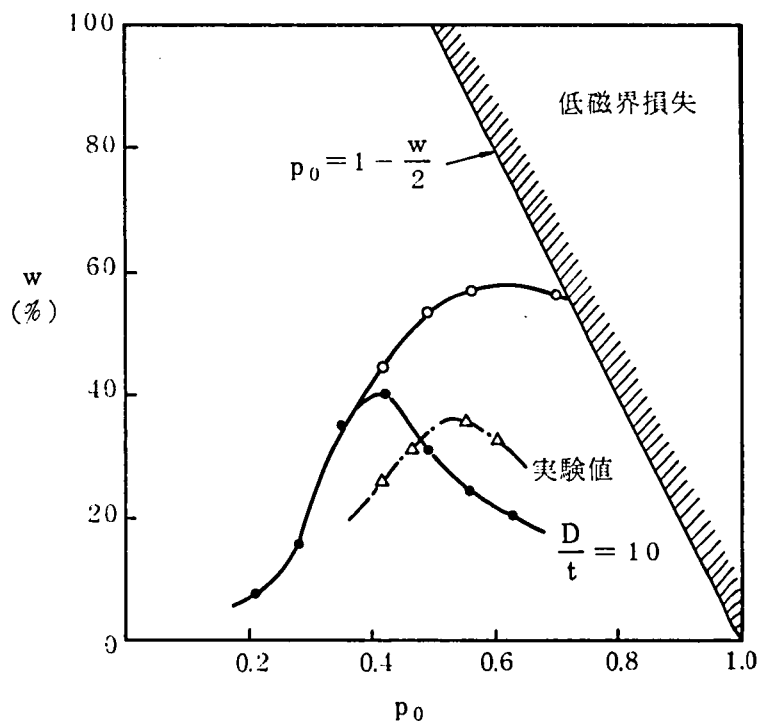


図 6.14 磁化パラメータと比較域幅

(一段変成器付き)

用いた場合の最大比帯域幅は約 57% で、 $p_0 = 0.55 \sim 0.7$ のときに得られる。 $Q_L = 0$ となってもコンダクタンスの周波数特性によって帯域幅が制限され、一段の四分の一波長変成器を使っただけではオクターブバンドをカバーするサーキュレータは実現できないことが明らかにされた。中心周波数を 1GHz にとったときの $\sqrt{\epsilon} D$ 、 t および変成器の特性インピーダンス、線路長の最適値を図 6.13 に示した。 p_0 を大きくするにつれて、 Q_L が小さくなるので、フェライトの厚さが次第に増加し、変成器のインピーダンスも大きくなる傾向を示している。フェライトの直径は p_0 に関係なくほぼ一定で、6.4.2 項の結果と一致している。変成器の長さは p_0 の増加につれてしだいに短くなっている。

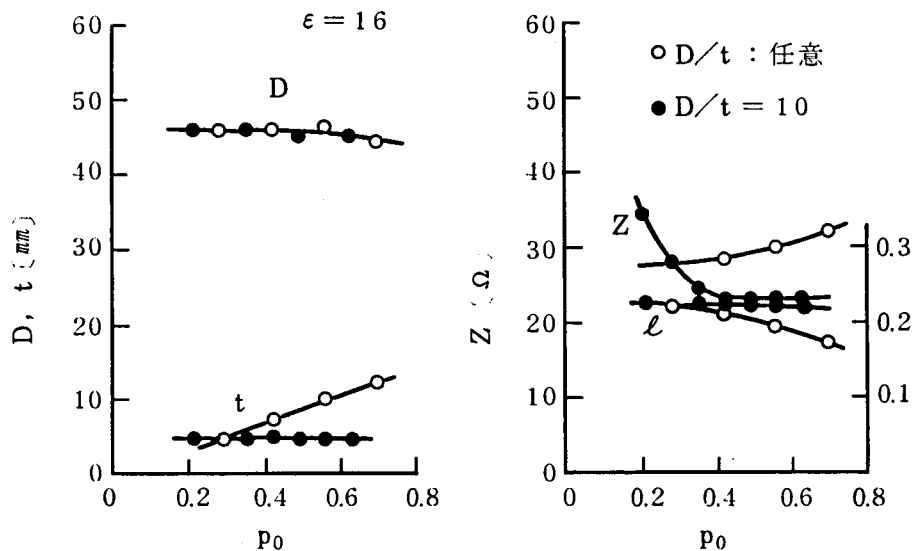


図 6.15 磁化パラメータと最適寸法 ($f_0 = 1 \text{ GHz}$)

(b) $\sqrt{\epsilon} D/t$ を一定にした場合

サーキュレータを小形化するには、フェライト装荷接合部の大きさを決めるフェライトの D 、 t をともに小さくする必要がある。 D を小さくするには ϵ を大きくすればよいが、通常フェライトの ϵ を制御することはきわめて困難である。一方、比帯域幅を大きくするにはフェライトの厚さ t を大きくしなければならない。この t の増加は小形化の目的に反するので、 D/t を一定値 10 に拘束してパラメータの最適化を行なった。その結果も図 6.14、図 6.15 に合せて示した。比帯域幅の最大値は $p_0 = 0.4$ のとき約 40% である。図 6.14 には 5.2.3 に記述した一段変成器付きサーキュレータの実測による比帯域幅をプロットしているが、両者とも同じ傾向を示している。実験的には $p_0 = 0.5$ で 36% の比帯域幅が得られている。

6.4.5 二段変成器を用いた場合

60% 以上の比帯域幅を得ようとすれば、2 段の四分の一波長変成器を用いる必要がある。 $p \div 0.7$ でサセプタンスの周波数変化がなくなることを考えると、周波数特性の小さいインピーダンス変成器が要求される。2 区間の四分の一波長変成器はたがいにその周波数特性を打消し合って中心周波数におけるサセプタンスの変化を零にすることができる。このためには、負荷インピーダンス Z_L を rZ_L に変成する場合、2 区間の変成器の特性インピーダンスはそれぞれ $r^{\frac{3}{4}} Z_L$, $r^{\frac{1}{4}} Z_L$ とすればよい。

いま、ある仮想的な負荷アドミタンス Y_L が与えられ、これに 2 区間の変成器を付加して $Z_0 \Omega$ の電源とすべての周波数において整合がとれたものと仮定すると、負荷 Y_L は図 6.16 に示したモデルで表わされる。 $Z_0 = 50 \Omega$, $r = 0.33$ として、 $Z_1 = 38 \Omega$, $Z_2 = 22 \Omega$ の場合について Y_L を求め、図 5.21(a) に示した。中心周波数においてはサセプタンスの周波数変化率 $(dB/d\omega) = 0$ となっているものの、オクターブ帯域においては

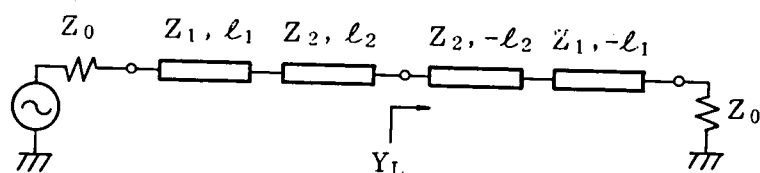


図 6.16 仮想負荷 Y_L の等価回路

相当なサセプタンス変化が認められる。等価な Q_L は 0.4 にも達する。そこで変成比の配分を変えて、たとえば、 $Z_1 = 33 \Omega$, $Z_2 = 19 \Omega$ にとると、図 5.21(b) のような周波数軌跡が得られ、オクターブ帯域にわたってのサセプタンス変化が小さくなる。しかもコンダクタンスの変化が大きく、フェライト装荷接合部のアドミタンス軌跡と類似していることが判る。

さらに 2 区間変成器の線路長も加減するとスミス図表上において Y_L の占める位置も移動させることができる。このようにして、 Y_L と接合部の真性入力アドミタンス Y_{in} とは図 6.17 に示したように 3 点の周波数で一致させることができる。 Y_L と Y_{in} との一致はインピーダンス整合を意味し、この周波数でアイソレーションはピークを示す。実際のオ

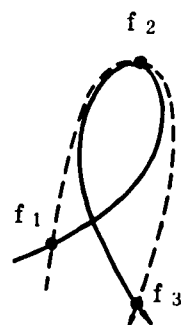


図 6.17 仮想負荷 Y_L と直性入力アドミタンス Y_{in} との比較

クターバンドサーキュレータの電気的特性を図 6.18 に示したが、ここでもアイソレーション特性に3つのピークが見られる。このようにして、結局、広帯域サーキュレータの設計は Y_L と Y_{in} とを所望の周波数範囲においてどの程度まで一致させることができるかという問題に帰着する。ただし、図 6.17¹⁷において Y_L と Y_{in} がスミス図表上で交わる、あるいは一致しても、

同時に周波数的にも一致しなければサーキュレータ条件を満足しないことは、以上の議論を通じて明らかである。アドミタンス軌跡 Y_L と Y_{in} との整合は、コンダクタンスとサセプタンスを表わす二次元のスミス図表にさらに周波数軸を考えた三次元空間での二つの曲線を一致させることが要

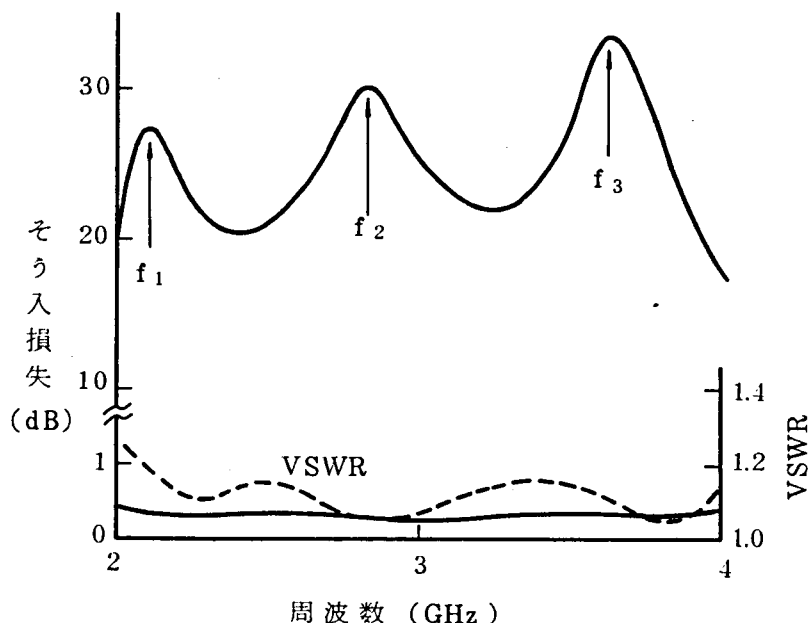


図 6.18 オクターブバンドサーキュレータの特性

求されている点、留意する必要がある。この点を確認するために、さらにつぎの実験を行った。図 6.19 に示したのは、Y 字形中心導体を用いたフェライト装荷接合部真性入力アドミタンスの実測例である。同図のカーブ I がそれで、同様な実験結果を示す図 5.18 と比較すると、バイアス磁界がより強く加えられているため、サセプタンスの変化がきわめて小さくなっている。カーブ II は、カーブ I のアドミタンスを二段の四分の一波長変成器を経てみたアドミタンスである。変成器の特性インピーダンスはそれぞれ 36.2Ω , 23.2Ω として計算により、変換後のアドミタンスを求めた。カーブ II と図 6.20 に示した実験のオクターブバンドサーキュレータの入力アドミタンス実測値とを比較すると両者の特性はよく一致していることが判る。

結局、実験的にオクターブサーキュレータが得られ、理論的にもそのメカニズムを明確に説明できた。これによると、図 6.18 に示したようなオクターブバンドをカバーする広帯域特性は接合形サーキュレータにより得られる限界値と考えざるを得ない。実験的にも

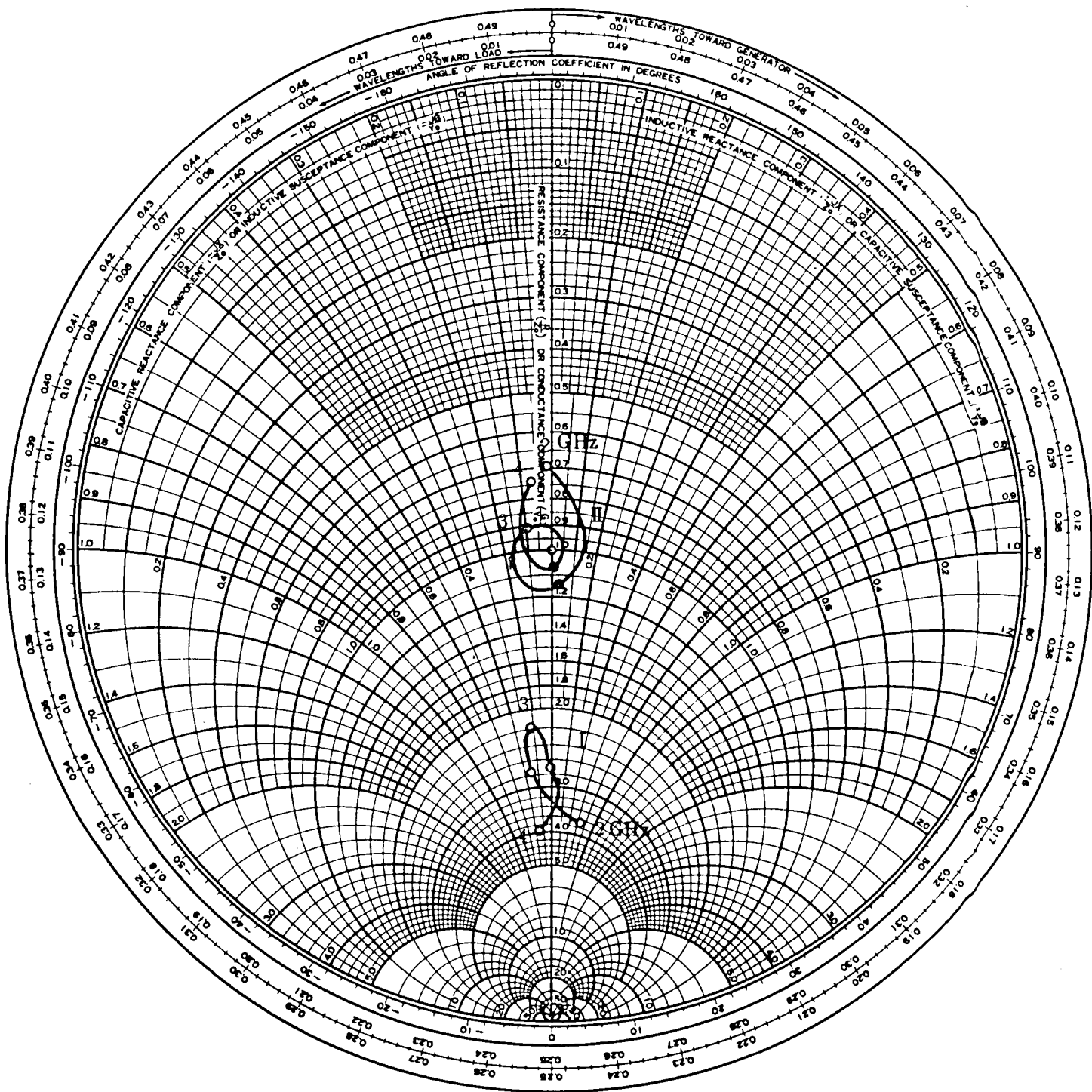


図 6.19 真性入力アドミタンスと変換後のアドミタンス

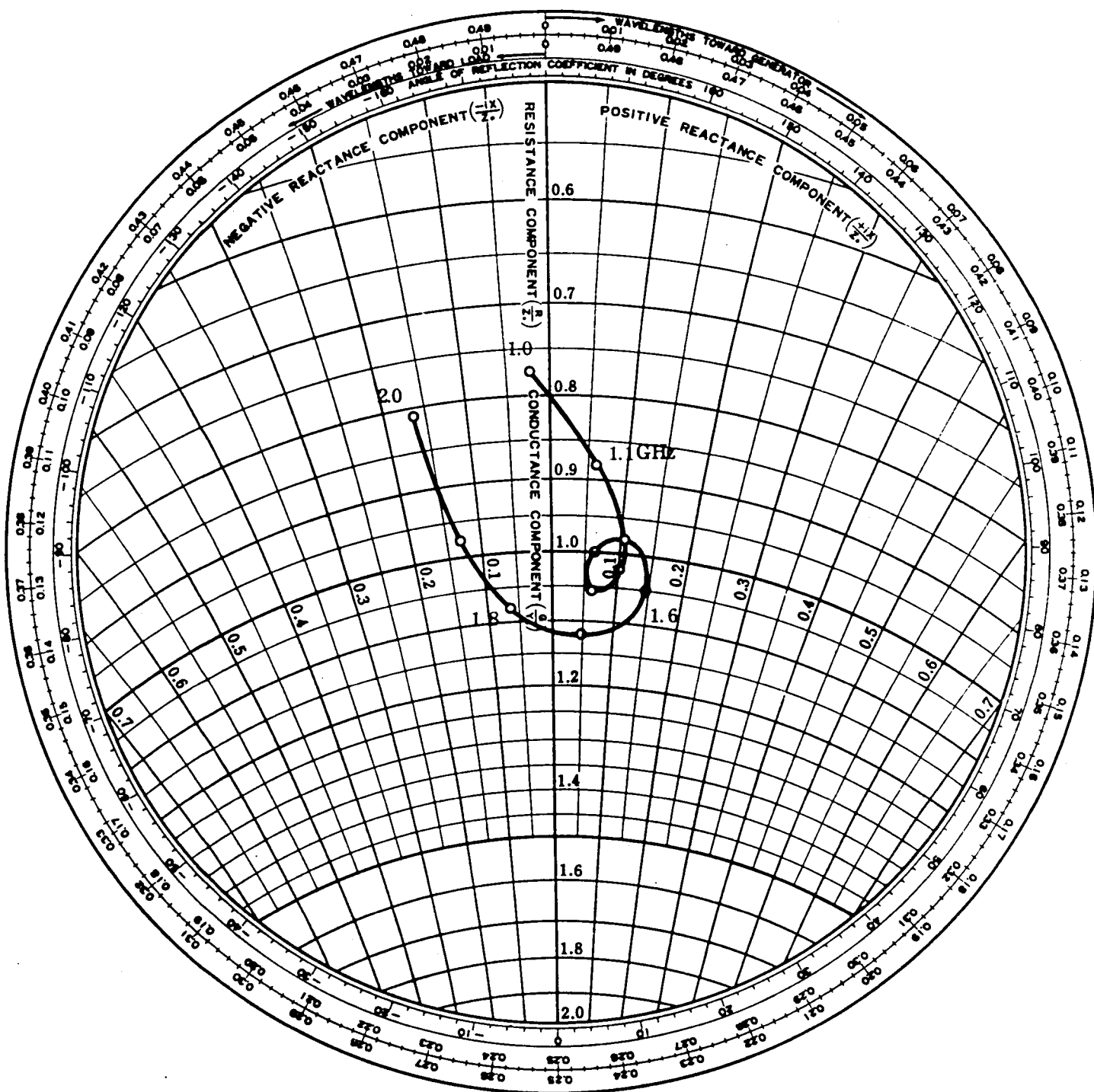


図 6. 20 オクターブバンドサーキュレータの入力アドミタンス

この値以上の帯域を得た報告はない。オクターブ以上の比帯域幅を必要とする場合は、大
(51)
形になることを犠牲にしてもペリフェラルモードなど、他の動作モードのサーキュレータ
をとる他ないであろう。

サーキュレータは最も多くの用途を有するマイクロ波フェライトデバイスである。本研究においては、その広帯域性と小形性とに着目して、集中定数形と分布定数系に属するストリップ線路形サーキュレータを取上げ、その比帯域幅を考究した。その結果、つぎのような知見を得ることができた。これらの事象はいずれも実験的に確認されている。

- (1) サーキュレータの性能指数としてアイソレーション 20 dB 以上の比帯域幅をとるのが適当である (1. 2)。
- (2) 接合部の S パラメータと真性入力インピーダンスの関係式を求めた。外部付加回路を用いてこの多重反射を除いた入力インピーダンスを電源インピーダンスと共役整合すればサーキュレータを合成できる (2. 3 , 2. 4)。
- (3) サーキュレータの比帯域幅は、回路構成を指定すれば、あとはフェライトの磁化によって決まる。磁化は周波数で正規化したパラメータを用いて一般的取扱いをすることができる (3. 2)。
- (4) サーキュレータの動作原理は磁化されたフェライト媒質中における電磁波の偏向現象にある。しかし、境界条件を合せて解析しなければならない (3. 3)。
- (5) 集中定数形サーキュレータの回路構成は基本的に並列共振形と直列共振形の二者に大別され、共鳴以上の動作の場合はいずれも同一の比帯域幅を有し、その大きさは数パーセントである。低磁界動作の場合は透磁率の周波数依存性によって直列共振形の方が大きな比帯域幅を示す (4. 3)。
- (6) 集中定数サーキュレータの回路構成にはさらに多くの変形例が存在し、とくに中点容量性接地並列共振形サーキュレータは 40% 以上という基本形よりも著しい広帯域特性が見込まれる (4. ⁵/_# 3)。
- (7) マイクロ波集積回路に適した集中定数形サーキュレータを開発し、広帯域化して約 20% の比帯域幅を実現した (4. 5. 4 , 4. 6)。
- (8) ストリップ線路サーキュレータは入力インピーダンスの周波数特性が並列共振回路と等価な振舞いを示し、その負荷 Q は磁化パラメータに反比例して小さくなる。フェライト装荷接合部のみで約 10% の比帯域幅が得られる (5. 1)。
- (9) ストリップ線路フェライト装荷接合部に四分の一波長変成器を付加すれば 30 ~ 40 % の広帯域特性が得られる。フェライト材の選定から始めてその設計手順も示された (5. 2)。

- (10) 接合部中心導体の形状を円形からY字形に変えて TM_{21} モードの不要共振を除去し、さらに2区間の四分の一波長変成器を付加すればオクターブバンド(67%)の超広帯域特性が得られる(5.3)。
- (11) フェライト基板を用いると二導体系のマイクロストリップ線路構造のサーキュレータが得られ、その帯域特性はストリップ線路形のそれにほぼ近いものが得られる(5.4)。
- (12) フェライト円板の周辺に磁壁を仮定してベッセル関数で展開した電磁界解析を行なうことにより、オクターブ帯域以上のきわめて広い周波数範囲で有効なサーキュレータの数式モデルが得られる。すなわち、接合部の真性入力インピーダンスがフェライトの材料定数と接合部の寸法を用いて数式的に表現される(6.1.3)。
- (13) 接合部の数式モデルを用いて各設計パラメータの変化が真性入力インピーダンスに及ぼす効果を評価することができ、フェライト円板の直径が中心周波数を決めること、およびフェライトの磁化が比帯域幅の決定に最も重要であることが判明した(6.4.2, 6.4.3)。
- (14) 接合部の数式モデルとパラメータの最適化アルゴリズムとをプログラム化して広帯域サーキュレータ設計の自動化が可能であることを示した(6.4.4)。
- (15) 接合部の数式モデルを用いた真性入力アドミタンスの周波数特性と2区間四分の一波長インピーダンス変成器の特性とを比較し、オクターブバンドサーキュレータの広帯域整合態様を明らかにした(6.4.5)。

以上、本研究により所望の大きさと比帯域幅を与えた場合、サーキュレータの回路構成の適切な選定と設計が可能になった。次表は、本論で対象とした各種サーキュレータの比帯域幅をまとめたものである。

さらに接合部のもれ電磁界の効果とか寄生素子の影響を含めたより精密な数式モデルを求めれば、電算機設計の手法を用いて、従来のような実験的試行錯誤を全く必要とせず、サーキュレータの設計がフィルタと同様に確実に行なうことができるものと考えられる。

サーキュレータの比帯域幅 (%)

形 式		磁 界 動 作 点	
		低磁界動作	共鳴以上
集 中 定 数 形	直 列 共 振 形 (中 点 開 放)	< 24	~ 7
	中点短絡直列共振形	—	15
	並 列 共 振 形 (中 点 短 絡)	< 10	~ 7
	中点開放並列共振形	—	—
	中点容量性接地 並列共振形	< 40	—
ストリップ線路形 (分布定数)	原 形	~ 3	—
	キャパシタンス付加	< 10	< 10
	一段変成器付き	20 \sim 40	—
	二段変成器付き	~ 67	—

謝

辞

この論文をまとめるにあたり，終始御指導，御鞭撻いただいた京都大学池上淳一教授に心から御礼申上げる。また，本研究の機会を与えられた東芝総合研究所蛸崎賢治所長，同マイクロ波特別開発部永井淳部長，電波機器事業部林周一技監，日常の仕事で有効な指導と助言をいただいた永井虎雄主任研究員，実験に協力いただいた菊地良雄主事をはじめ，東芝社内の多くの方々の御援助を得た。こゝに厚く感謝の意を表する。

参 考 文 献

- (1) C. L. Hogan, "The Ferrimagnetic Faraday Effect at Microwave Frequencies," BSTJ, vol.31, pp.1-31, Jan. 1952.
- (2) W. H. von Aulock, C. E. Fay, "Linear Ferrite Devices for Microwave Applications," Academic Press, 1968.
- (3) B. Lax, K. J. Button, "Microwave Ferrite and Ferrimagnetics," McGraw-Hill, 1962.
- (4) 岡村, "最近のマイクロ波フェライト装置" 昭42全国大会 S8-5
- (5) H. N. Chait, "Nonreciprocal Microwave Components," IRE National Conv. Rec., vol.2, pt.8, p.82, 1954.
- (6) H. N. Chait, T. R. Curry, "Y-circulator," Jour. Appl. Phys., vol.30, pp.1525-1535, April 1959.
- (7) W. E. Swanson, G. J. Wheeler, "Tee Circulator," IRE WESCON Conv. Rec., pt.1, pp.151-156, 1958.
- (8) U. Milano, J. H. Saunders, L. Davis, Jr., "A Y-junction Strip-line Circulator," IRE Trans., vol. MTT-8, pp.346-351, May 1960.
- (9) B. Hershenov, "All-garnet-substrate Microstrip Circulators," Proc. IEEE, vol.55, pp.696-697, May 1967.
- (10) B. Hershenov, "Microstrip Junction Circulator for Microwave Integrated Circuits," IEEE Trans., vol. MTT-15, No.12, pp.748-750, Dec. 1967.
- (11) 岡村他, "マイクロ波集積回路特集" 電気通信学会雑誌 52巻 11号, 昭和44年11月
- (12) K. E. Hancock, "Circulators and Isolators," Wireless World, pp.184-188, April 1967.
- (13) 小西, "VHF・UHF帯集中定数Yサーキュレータ" 電子通信学会雑誌, 48巻5号, pp.899-908, 昭和40年5月
- (14) B. A. Auld, "The Synthesis of Symmetrical Waveguide Circulators," IRE Trans., vol. MTT-7, pp.238-247, April 1959.
- (15) 黒川, "マイクロ波回路入門" 丸善, 1963

- (16) B. L. Humphreys, J. B. Davies, "The Synthesis of N-port Circulators," IRE Trans., vol.MTT-10, pp.551-554, Nov.1962.
- (17) J. W. Simon, "Broadband Strip-transmission Line Y-junction Circulators," IEEE Trans., vol.MTT-13, pp.335-345, May 1965.
- (18) 岡村, 永井, "広帯域ストリップ線路サーキュレータの電算機設計" 電子通信学会マイクロ波研究会資料MW70-41, 1970-11月
- (19) 岡村, 永井, 千葉, "非可逆回路材料" 昭46連合大会 No.73
- (20) 岡村, 永井, "広帯域ストリップ線路サーキュレータの数値解析" 電子通信学会マイクロ波研究会資料 MW71-66, 1971-10月
- (21) D. Polder, "On the Theory of Ferromagnetic Resonance," Phil. Mag., vol.40, pp.99-115, Jan. 1949.
- (22) R. Anderson, "Gyromagnetic Device Having a Plurality of Outwardly Narrowing Tapering Members," US Patent 3555459, Jan. 12, 1971.
- (23) 岡村, 菊地, "VHF・UHF帯小形Yサーキュレータ" 東芝レビュー, 22巻4号, pp.508-512, 1967年4月
- (24) 岡村, "VHF・UHF帯小形Yサーキュレータとその応用" エレクトロニクス, 11巻12号, pp.1291-1297, 昭41年11月
- (25) R. H. Knerr, C. E. Barns, F. Bosch, "A Compact Broadband Thin-Film Lumped-element L-band Circulators," IEEE Trans., vol. MTT-18, pp.1100-1108, Dec. 1970.
- (26) S. Okamura, T. Nagai, "A Lumped-element Circulator on Ceramic Substrates," 1972 IEEE GMTT Symposium Digest, pp.243-245.
- (27) 岩瀬, 岡村, 黒川, "直列共振形集中定数サーキュレータ" 昭46東海支部連合大会 No.15a-G-4
- (28) R. Fletcher, M. J. D. Powell, "A Rapidly Convergent Descent Method for Minimization," Computer Jour., vol.6, pp.163-168, 1963.
- (29) J. C. Cacheris, N. G. Sakiotis, "Ferrite Components for UHF and Microwave Frequencies," electronics, vol.34, pp.37-42, Sept.22, 1961.

- (30) H. Bosma, "On Stripline Y-circulation at UHF," IEEE Trans., vol.MTT-12, pp.61-72, Jan. 1964.
- (31) C. E. Fay, R. L. Comstock, "Operation of the Ferrite Junction Circulator," IEEE Trans., vol.MTT-13, pp.15-27, Jan. 1965.
- (32) 岡村, 菊地, 徳永, "低磁界動作ストリップ線路Yサーキュレータについて" 昭42連合大会 №1377
- (33) 佐々木, 菊地, 徳永, 岡村 "広帯域ストリップ線路Yサーキュレータ" 昭43連合大会 №1315
- (34) 小西, 望月, "ストリップYサーキュレータの理論ならびに設計法" NHK技術研究, 15巻5号, pp. 299-310, 昭38年5月
- (35) 永井, 岡村, 菊地, "衛星通信パラメトリック増幅器用サーキュレータ" 電子通信学会 マイクロ波研究会資料 MW69-3, 1969年4月
- (36) 岡村, 永井 "低磁界動作フェライトサーキュレータの広帯域化" 昭43連合大会 №1316
- (37) J. Hamasaki, "A Low-noise and Wide-band Esaki Diode Amplifier with Comparatively High Negative Conductance Diode at 1.3 Gc/s," IEEE Trans., vol.MTT-13, pp.213-223, March 1965.
- (38) 岡村, 岩瀬, 永井, "オクターブバンドストリップ線路Yサーキュレータ" 昭46連合大会 №539
- (39) 岡村, "マイクロ波集積回路用フェライト素子" 電子通信学会雑誌, 52巻11号, pp. 1377-1381, 昭44年11月
- (40) 岡村, 菊地, 徳永, "フェライト基板を用いた2GHz帯マイクロストリップサーキュレータ" 昭45連合大会 №1341
- (41) H. A. Wheeler, "Transmission-line Properties of Parallel Strips Separated by a Dielectric Sheet," IEEE Trans., vol.MTT-13, pp.172-185, March 1965.
- (42) J. B. Castillo, Jr., L. E. Davis, "Computer-aided Design of Three-port Waveguide Junction Circulators," IEEE Trans., vol.MTT-18, pp.25-34, Jan. 1970.
- (43) 小西, 望月, "Yストリップサーキュレータの設計について" 昭37連合大会 №908

- (44) H. Bosma, "On the Principle of Stripline Circulation," Proc. IEE, vol.109, pt. B, Suppl. 21, pp.137-146, Jan. 1962.
- (45) J. B. Davies, P. Cohen, "Theoretical Design of Symmetrical Junction Stripline Circulators," IEEE Trans., vol.MTT-11, pp.506-512, Nov. 1963.
- (46) S. Okamura, T. Nagai, "Computer-aided Design Optimization of Broadband Stripline Circulators," 1970 IEEE GMTT Symposium Digest, pp.141-144.
- (47) J. W. Bandler, "Frequency Responses in the Reflection Coefficient Plane Plotted by Digital Computer," IEEE Trans., vol.MTT-14, pp.399-400, Aug. 1966.
- (48) S. W. Director, "Survey of Circuit-oriented Optimization Techniques," IEEE Trans., vol. CT-18, pp.3-10, Jan. 1971.
- (49) J. W. Bandler, P. A. Macdonald, "Optimization of Microwave Networks by Razor Search," IEEE Trans., vol.MTT-17, pp.552-562, Aug. 1969.
- (50) E. J. Denlinger, D. H. Temme, J. A. Weiss, "Stepped Ground Plane Circulator," 1971 IEEE GMTT Symposium Digest, pp.78-79.
- (51) M. E. Hines, "Reciprocal and Nonreciprocal Modes of Propagation in Ferrite Stripline and Microstrip Devices," IEEE Trans., vol.MTT-19, pp.442-451, May 1971.

附録1. Fletcher-Powell法による最適化プログラム

極値近傍における関数を

$$f = f_0 + \sum_{i=1}^n a_i x_i + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n G_{ij} x_i x_j \quad (\text{A.1})$$

で表わす。 \mathbf{x} は行ベクトル(x_1, x_2, \dots)とすると、転置行列 \mathbf{x}_t は列ベクトルとなる。

このとき、(A.1)式は、

$$f = f_a + \mathbf{a} \mathbf{x}_t + \frac{1}{2} \mathbf{x} \mathbf{G} \mathbf{x}_t \quad (\text{A.2})$$

と書き直せる。 $\frac{\partial f}{\partial x_i}$ を要素とする列ベクトルは、

$$\mathbf{g}_t = \mathbf{a}_t + \mathbf{G} \mathbf{x}_t \quad (\text{A.3})$$

となる。最小値を与える x_i の値 x_{0i} は、

$$\mathbf{g}_t = \mathbf{a}_t + \mathbf{G} \mathbf{x}_t = 0 \quad (\text{A.4})$$

を解いて、

$$(\mathbf{x}_0)_t = -\mathbf{G}^{-1} \mathbf{a}_t \quad (\text{A.5})$$

(A.4)より、

$$\mathbf{x}_t = \mathbf{G}^{-1} (\mathbf{g}_t - \mathbf{a}_t) \quad (\text{A.6})$$

したがって、 \mathbf{x}_t と $(\mathbf{x}_0)_t$ とのときよりは、

$$(\mathbf{x}_0)_t - \mathbf{x}_0 = -\mathbf{G}^{-1} \mathbf{g}_t \quad (\text{A.7})$$

で与えられる。ここで、Fletcher-Powell法は \mathbf{G}^{-1} を直接求めない。その代りに行列 \mathbf{H} を使ってパラメータの補正を

$$\mathbf{S}_t = -\mathbf{H} \mathbf{g}_t \quad (\text{A.8})$$

により行なう。 \mathbf{H} の初期値には単位行列を用いることができる。同時に、 $\mathbf{x}_t^{n+1} = \mathbf{x}_t^n + \mathbf{S}_t$ の \mathbf{S}_t として、 $\mathbf{H}\mathbf{G}$ の固有値を求め、 \mathbf{H} は \mathbf{G}^{-1} に収束するようにする。

Fletcher-Powell法による最適化プログラムのフローチャートを図A.1に示した。ただし、 f_0 は中心周波数、 μ_{\pm} はフェライトの円偏波透磁率、 L 、 C_1 、 C_2 は中点容量性接地形集中定数サーキュレータのインダクタンスとキャパシタンスである。

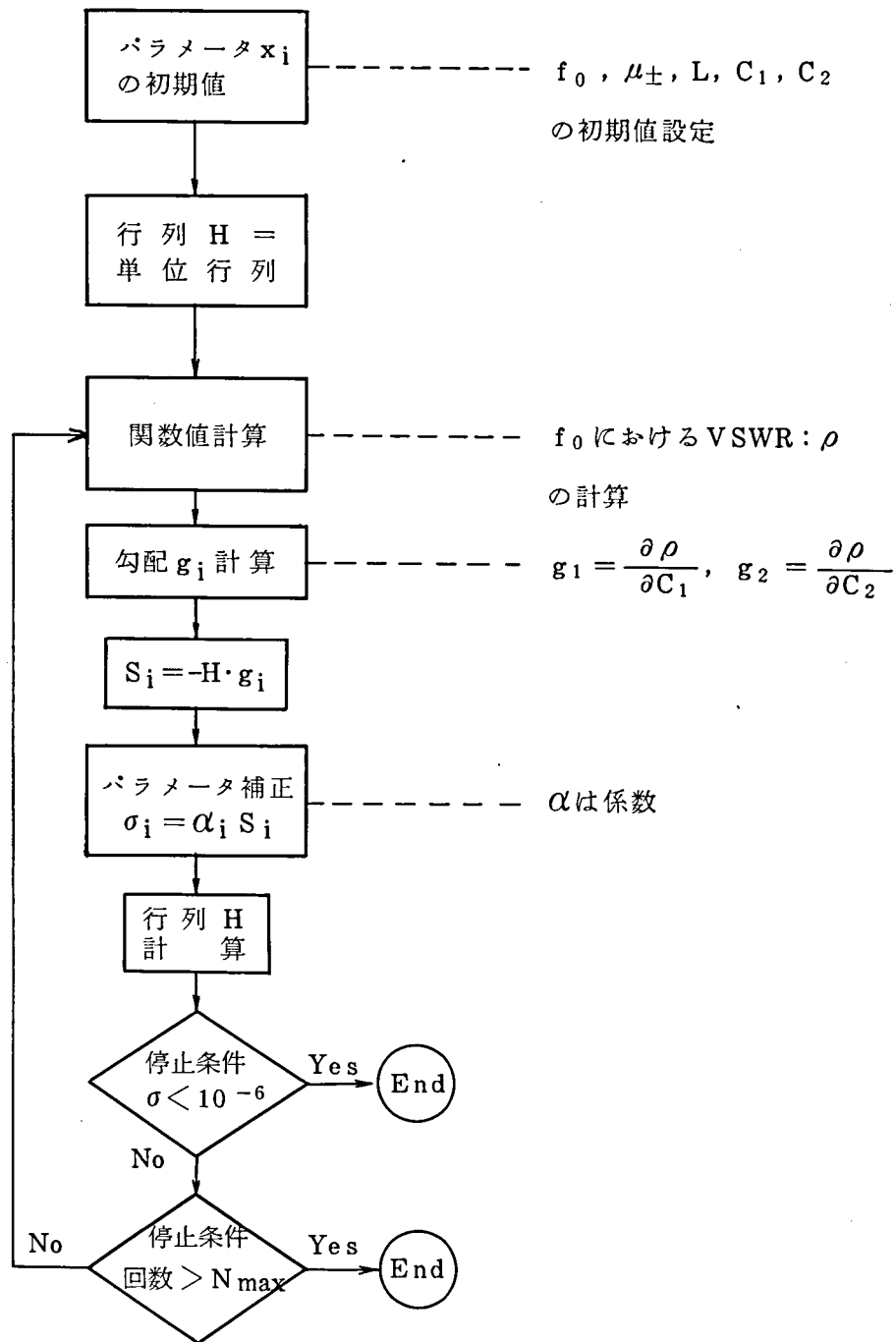


図 A.1 Fletcher Powell 法による最適化プログラムの
フローチャート

附録 2. (4.96) 式の誘導

F 行列の定義は,

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ I_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_2 \\ I_2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.9})$$

負荷インピーダンスを R_L とすると, $V_2 = I_2 R_L$ 。負荷で消費される電力は V_2^2 / R_L 。(A.9) に代入して,

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ I_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B/R_L \\ C & D/R_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_2 \\ V_2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.10})$$

電源電圧を $2E$, その内部インピーダンスを R_s とおくと, この電源の最大有能電力は E^2 / R_s , さらに,

$$V_1 = 2E - I_1 R_s \quad (\text{A.11})$$

(A.10) (A.11) から,

$$2E = (A + B/R_L + C R_s + D) V_2$$

$$\therefore \text{IL (dB)} = 10 \log_{10} \left(\frac{V_2^2}{E^2} \right)$$

$$= 20 \log_{10} \left(\frac{A + B/R_L + C R_s + D}{2} \right) \quad (\text{A.12})$$

附録 3. (4.101) 式の誘導

本文図 4.23 において, 電源側伝送線路のアドミタンスにスタブのアドミタンスを加えて,

$$y_t = g_0 + j g_0 \cot \left(\theta \frac{f}{f_0} \right) + j g_0 \tan \left(\frac{\pi}{2} - \theta \right) \frac{f}{f_0} \quad (\text{A.13})$$

$\delta = \frac{f}{f_0} - 1$ を用いて,

$$y_t = g_0 \left[1 + j \cot \left(\theta + \theta \delta \right) + j \cot \left\{ \theta - \left(\frac{\pi}{2} - \theta \right) \delta \right\} \right]$$

$$\div g_0 \left\{ 1 + j \frac{\theta \delta}{\sin^2 \theta} + j \frac{\frac{\pi}{2} - \theta}{\sin^2 \theta} \delta \right\}$$

$$\div g_0 \left\{ 1 + j \frac{\pi/2}{\sin^2 \theta} \delta \right\} \quad (\text{A.14})$$

δ の係数を $j g_0 \cdot 2Q$ と等置して, 式(4.96)を得る。

附録4. パターン探索最適化プログラム

パターン探索法は n 変数の関数 $f = f(x_1, x_2, \dots, x_n)$ の最大値を与える点 $x_0 = (x_{10}, x_{20}, \dots, x_{n0})$ を求める方法の一つである。簡単のため、2変数の場合について手順を説明すると、

(1) 二つの数 $\Delta x_1, \Delta x_2$ を定める (ステップサイズ)。

(2) 初期値 x_1, x_2 を定め、最初のパターン中心 C_1 および最初のベースポイント B_0 とする。

(3) パターン決定: k 番目のパターン中心 C_k において、5点、すなわち、 (x_{1k}, x_{2k}) 、 $(x_{1k} + \Delta x_1, x_{2k})$ 、 $(x_{1k} - \Delta x_1, x_{2k})$ 、 $(x_{1k}, x_{2k} + \Delta x_2)$ および $(x_{1k}, x_{2k} - \Delta x_2)$ で関数値を求め、その最大値を与える点を k 番目のベースポイントとする。

(4) パターン移動: $k-1$ 番目のベースポイントと k 番目のベースポイントを結び、その線分の α 倍 ($\alpha > 1$) だけ延長した点を新しい $k+1$ 番目のパターン中心とする。

(5) ステップ(3)、(4)を繰返し、新しいベースポイントがパターン中心と一致するに到った場合は極値に近いものとみなし、ステップサイズを縮小した後(3)、(4)の探索を再開する。

(6) 何回かのステップサイズ縮小により、ステップサイズが所定の値よりも小さくなったから探索を止める。

計算の進め方は以上の通りであるが、単に目的関数の値のみを求めるだけで済むから、勾配法に較べると簡単で多変数の場合に応用しやすい探索プログラムである。

著 者 発 表 論 文 目 録

論 文 名	共著者	発表機関
1. 円錐走査円偏波アンテナ	田中	昭35全大149
2. 円錐走査円偏波アンテナ の励振機構	田中	昭36連大1095
3. フェライトセロダインによる 周波数変換	本間	昭36全大232
4. 遮断導波管を用いたフェラ イトスイッチ	吉田	昭37全大254
5. Graded-Junctionダイ オードによる周波数でい倍	大原	昭38連大1357
6. 円錐走査円偏波アンテナ	田中	信学会アンテナ研資(1963-7)
7. Rotating Subreflector Reduces Circular Scanning	S.Tanaka	electronics, P.44, Feb.14, 1964.
8. 集中定数形Yサーキュレー タの温度特性	栗原	昭41連大1074
9. VHF・UHF帯集中定数形 Yサーキュレータ	安藤他	昭41連大1075
10. VHF・UHF帯電力用小形 Yサーキュレータ	永井他	昭41全大358
11. $7G_c$ 帯エサキダイオード 増幅器	永井 佐々木	昭41全大402
12. バルクGaAsの負性コンダク タンスとマイクロ波増幅特性	久留	昭41全大S9-16
13. VHF・UHF帯小形Yサー キュレータ	菊地	東芝レビュー22, p.508 (1967-4)
14. 低磁界動作ストリップ線路 Yサーキュレータについて	菊地, 徳永	昭42連大1377
15. UHF帯大電力Yサーキュレ ータ	菊地, 徳永	昭42全大457

16. 最近のマイクロ波 フェライト
装置 昭 4 2 全大 S 8-5
17. 広帯域ストリップ線路 Y サー 佐々木他 昭 4 3 連大 1 3 1 5
キュレータ
18. 低磁界動作フェライトサーキ 永井 昭 4 3 連大 1 3 1 6
ュレータの広帯域化
19. 20 °K 広帯域 4 ポートサー 永井他 昭 4 3 連大 1 3 1 7
キュレータ
20. VHF 帯方向性可変結合器 浜崎他 昭 4 3 連大 2 2 7 3
21. UHF 帯低雑音受信装置 永井他 昭 4 3 全大 4 4 6
22. VHF 帯中電力用サーキュ 菊地, 徳永 昭 4 3 全大 5 3 2
レータ
23. 衛星通信パラメトリック 永井, 菊地 信学会マイクロ波研資 (1 9 6 9-4)
増幅器用サーキュレータ
24. VHF 帯大電力用サーキュ 永井, 神田 昭 4 4 連大 1 5 3 8
レータ
25. フェライト基板を用いたマイ 菊地, 徳永 昭 4 4 連大 1 5 4 0
クロストリップサーキュレータ
26. マイクロ波集積回路用フェラ 信学誌 52, p . 1 3 7 7 (1 9 6 9-1 1)
イト素子
27. VHF-and UHF-band T . Nagai IEEE Trans., MTT-17,
Stacked Junction p . 1 1 5 1 (1 9 6 9-1 2)
Circulators
28. フェライト基板を用いた 2 菊地, 徳永 昭 4 5 連大 1341
GHz 用マイクロストリップ
サーキュレータ
29. UHF 帯固体パラメトリック 小西 昭 4 5 連大 1 4 2 9
ク増幅器
30. Computer-aided T . Nagai 1 9 7 0 IEEE GMTT Symp.,
Design Optimization p . 1 4 1
of Broadband Stripline
Y-circulators

31. 広帯域ストリップ線路 Y 永井 信学会マイクロ波研資(1970-11)
サーキュレータの電算機設計
32. オクターブバンドストリップ線 岩瀬, 永井 昭46全大539
路 Y サーキュレータ
33. 広帯域ストリップ線路サーキ 永井 信学会マイクロ波研資(1971-10)
ュレータの数値解析
34. 非可逆回路材料 永井, 千葉 昭46連大73
35. 直列共振形集中定数サー 岩瀬, 黒川 昭46東海支連大15a-G-4
キュレータ
36. A Lumped-element T Nagai 1972 IEEE GMTT Symp.,
Circulator on the p. 243
ceramic Substrates